

ՓԻԶԻԿԱ • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

Н/К 410

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

54

№ 1



ՀՀ ԳԱԱ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱԴԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУТЮН" НАН РА

ԵՂԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2019

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. Դամբարյան, պատասխանատու քարտուղար
Ա. Ա. Հախումյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ռ. Բ. Կոստանյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Ա. Մ. Միրունյան
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 530.145

ИНДУЦИРОВАННАЯ ГРАНИЦЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА В ПРОСТРАНСТВЕ ДЕ СИТТЕРА С КОМПАКТНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

А.А. СААРЯН*, Д.А. СИМОНЯН, А.С. КОТАНДЖЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: saharian@ysu.am

(Поступила в редакцию 19 ноября 2018 г.)

Исследовано вакуумное среднее квадрата комплексного скалярного поля, индуцированное границей в пространстве де Ситтера с произвольным числом тороидально компактифицированных измерений. На границе поле удовлетворяет условию Робина, а вдоль компактных измерений наложены условия квазипериодичности с произвольными фазами. В выражении для вакуумного среднего явно выделена часть, обусловленная наличием границы, и исследовано ее поведение в различных асимптотических областях параметров задачи.

1. Введение

Пространство-время де Ситтера является максимально симметричным решением описывающих гравитационное поле уравнений Эйнштейна с положительной гравитационной постоянной в качестве единственного источника и играет важную роль в современной космологии. Во многих инфляционных моделях, описывающих ускоренное расширение Вселенной в ранних стадиях эволюции, фоновая геометрия принимается квази-де ситтеровской (см., например, [1]). В рамках этих моделей удастся преодолеть ряд трудностей теории горячей Вселенной. Квантовые флуктуации скалярного поля в инфляционной стадии расширения приводят к генерации первичных неоднородностей в распределении вещества в ранней Вселенной, которые хорошо согласуются с наблюдательными данными об анизотропии температуры реликтового излучения. Аналогичным образом квантовые флуктуации электромагнитного поля генерируют космологические магнитные поля [2, 3]. Современные наблюдательные данные о расширении Вселенной свидетельствуют о том, что в настоящую эпоху расширение является ускоренным [4–6]. В рамках общей теории относительности это предполагает наличие гравитационного источника с отрицательным эффективным давлением, энергия которого доминирует в космологических масштабах (темная энергия).

Одной из наиболее простых и популярных моделей такого типа энергии является положительная космологическая постоянная. В этих моделях пространство-время де Ситтера выступает в качестве аттрактора будущего в эволюции Вселенной.

Пространство де Ситтера является одной из наиболее популярных геометрий в квантовой теории поля. Благодаря высокой симметрии, многие задачи теории поля точно решаются на фоне этого многообразия. В настоящей работе исследованы квантовые эффекты для заряженного скалярного поля, обусловленные нетривиальной топологией и наличием границ. Имея в виду приложения к моделям типа Калуцы-Клейна будет рассмотрено пространство де Ситтера произвольной размерности. Последние приводят к эффекту Казимира для вакуумных средних физических величин [7–9]. Вакуумные средние тензора энергии-импульса для скалярных и фермионных полей в пространстве де Ситтера с тороидальными пространственными измерениями ранее рассматривались в [10–13]. Для заряженных полей вакуумные плотности тока вдоль компактных измерений исследованы в работе [14]. Вакуумные плотности в эффекте Казимира на фоне пространства-времени Минковского с компактными измерениями рассмотрены в [15–17]. Вакуумное среднее тензора энергии-импульса заряженного скалярного поля в пространстве де Ситтера с компактными измерениями исследовано в [18].

2. Двухточечная функция Адамара

В рассматриваемой задаче фоновая геометрия описывается $(D + 1)$ -мерным интервалом

$$ds^2 = dt^2 - e^{2t/\alpha} \sum_{l=1}^D (dx^l)^2. \quad (2.1)$$

В случае тривиальной топологии этот линейный элемент соответствует части пространства-времени де Ситтера, покрытой плоскими координатами x^l . Параметр α выражается через космологическую постоянную Λ как $\Lambda = D(D-1)\alpha^{-2}/2$. Рассматриваемая в настоящей работе топология отличается от топологии пространства-времени де Ситтера. Для координат $\mathbf{x}_p = (x^1, \dots, x^p)$, как обычно, полагаем $-\infty < x^l < \infty$, $l = 1, \dots, p$, в то время как координаты $\mathbf{x}_q = (x^{p+1}, \dots, x^D)$, с $q = D - p$, компактифицированы на окружности с длинами $L_l: 0 \leq x^l \leq L_l$, $l = p + 1, \dots, D$. Следовательно, рассматривается пространственная топология $R^p \times (S^1)^q$. Ниже, помимо временной координаты t , используется конформное время $\tau = -\alpha e^{-t/\alpha}$ с $-\infty < \tau < 0$. Соответствующий интервал принимает конформно-плоский вид с конформным множителем $(\alpha/\tau)^2$: $ds^2 = (\alpha/\tau)^2 \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$, где $\eta_{\mu\nu}$ метрический тензор пространства-времени Минковского.

Нас интересует изменение свойств вакуумного состояния для комплексного скалярного поля $\varphi(x)$, индуцированное нетривиальной топологией и наличием плоской границы $x^p = 0$, на которой поле удовлетворяет условию Робина

$$(1 + \beta \partial_{x^p})\varphi = 0, \quad x^p = 0, \quad (2.2)$$

с постоянным коэффициентом β . Рассматриваемая граница может служить простой моделью доменной стенки в теории поля. Вакуумные средние симметричны относительно границы и ниже, для определенности, будем рассматривать область $x^p > 0$. При наличии классического абелевого калибровочного поля A_μ уравнение поля принимает вид

$$(D_\mu D^\mu + m^2 + \xi R)\varphi(x) = 0, \quad (2.3)$$

где ξ – параметр связи с кривизной, R – скаляр Риччи, а $D_\mu = \nabla_\mu + ieA_\mu$ – калибровочно-инвариантная ковариантная производная.

В дополнение к уравнению поля и граничному условию (2.2) необходимо также задание условий периодичности вдоль компактных измерений. Ниже рассматриваются квазипериодические условия

$$\varphi(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{x}_q + L_l \mathbf{e}_l) = e^{i\alpha_l} \varphi(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{x}_q), \quad (2.4)$$

с постоянными фазами α_l , где \mathbf{e}_l – единичный вектор вдоль размерности x^l , $l = p+1, \dots, D$. Наиболее часто обсуждаемые в литературе частные случаи нескрученных и скрученных скалярных полей (периодические и антипериодические условия) соответствуют $\alpha_l = 0$ и $\alpha_l = \pi$, соответственно.

Рассмотрим простейшую конфигурацию калибровочного поля с $A_\mu = \text{const}$. В этом случае это поле можно исключить из уравнения (2.3) калибровочным преобразованием

$$A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \omega, \quad \varphi'(x) = e^{-ie\omega} \varphi(x), \quad \omega = -A_\mu x^\mu. \quad (2.5)$$

В новой калибровке имеем $A'_\mu = 0$ и $D'_\mu = \nabla_\mu$. Теперь условия квазипериодичности запишутся в виде

$$\varphi'(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{x}_q + L_l \mathbf{e}_l) = e^{i\tilde{\alpha}_l} \varphi'(t, \mathbf{x}_p, \mathbf{x}_q), \quad (2.6)$$

где

$$\tilde{\alpha}_l = \alpha_l + eA_l L_l. \quad (2.7)$$

Физические эффекты зависят от фаз в условиях периодичности и от калибровочного потенциала через комбинацию (2.7). Заметим, что если \mathbf{A} – пространственный вектор с D компонентами, соответствующий пространственно-временному вектору A_μ , то $\mathbf{A}_l = -A_l$. Хотя соответствующая напряженность

поля равна нулю, постоянное калибровочное поле сдвигает фазы в условиях периодичности вдоль компактных измерений. Это приводит к аналогу эффекта Ааронова-Бома. Сдвиг, обусловленный калибровочным полем, можно представить в виде $e\mathbf{A}_l L_l = -e\mathbf{A}_l L_l = -2\pi\Phi_l / \Phi_0$, где $\Phi_0 = 2\pi / e$ – квант магнитного потока, а Φ_l – поток, охватываемый окружностью, соответствующей l -ой компактной размерности. В дальнейшем мы будем работать с калибровочно-преобразованным полем $\phi'(x)$, опуская штрихи.

Свойства вакуумного состояния определяются двухточечными функциями. Здесь мы рассмотрим функцию Адамара, определенную как вакуумное среднее

$$G^{(1)}(x, x') = \langle 0 | \phi(x)\phi^+(x') + \phi^+(x')\phi(x) | 0 \rangle, \quad (2.8)$$

где $|0\rangle$ – вакуумное состояние. Пусть $\{\phi_\sigma^{(\pm)}(x)\}$ полный набор решений уравнения поля, удовлетворяющих граничному условию (2.2) и условиям квазипериодичности вдоль компактных измерений. Разлагая оператор поля по этим решениям и воспользовавшись определением вакуумного состояния, функцию Адамара представим в виде суммы по модам:

$$G^{(1)}(x, x') = \sum_{\sigma} \sum_{m=\pm} \phi_\sigma^{(m)}(x) \phi_\sigma^{(m)*}(x'). \quad (2.9)$$

Здесь σ – коллективное обозначение для набора квантовых чисел, определяющих решения. Следовательно, для вычисления функции Адамара необходимо знание мод $\phi_\sigma^{(\pm)}(x)$.

В рассматриваемой задаче моды, реализующие вакуумное состояние Банча-Девиса, имеют вид

$$\phi_\sigma^{(+)}(x) = C_\sigma^{(+)} \eta^{D/2} H_\nu^{(1)}(K\eta) \cos(k_p x^p + \alpha(k_p)) e^{i\mathbf{k}_{p-1} \mathbf{x}_{p-1} + i\mathbf{k}_q \mathbf{x}_q}, \quad (2.10)$$

и $\phi_\sigma^{(-)}(x) = \phi_\sigma^{(+)*}(x)$. Здесь $\eta = |\tau|$, $H_\nu^{(1)}(z)$ – функция Ханкеля первого рода, $\mathbf{k}_{p-1} = (k_1, \dots, k_{p-1})$, $\mathbf{x}_{p-1} = (x^1, \dots, x^{p-1})$, $\mathbf{k}_q = (k_{p+1}, \dots, k_D)$, $K = \sqrt{\mathbf{k}_{p-1}^2 + k_p^2 + \mathbf{k}_q^2}$,

$$\nu = \sqrt{D^2 / 4 - D(D+1)\xi - m^2 \alpha^2}, \quad (2.11)$$

а функция $\alpha(k_p)$ определяется соотношением

$$e^{2i\alpha(k_p)} = \frac{i\beta k_p - 1}{i\beta k_p + 1}. \quad (2.12)$$

Моды (2.10) удовлетворяют граничному условию (2.2). Для компонент импульса вдоль некомпактных измерений имеем $-\infty < k_l < +\infty$ при $l = 1, \dots, p$, и $0 \leq x^p < +\infty$. Компоненты вдоль компактных измерений квантуются условиями периодичности (2.6):

$$k_l = (2\pi n_l + \tilde{\alpha}_l) / L_l, \quad n_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.13)$$

где $l = p+1, \dots, D$. Следовательно, для набора квантовых чисел σ имеем $\sigma = (\mathbf{k}_p, \mathbf{n}_q)$, где $\mathbf{k}_p = (k_{p-1}, k_p)$ и $\mathbf{n}_q = (n_{p+1}, \dots, n_D)$.

Коэффициент $C^{(+)}$ определяется из условия ортонормировки

$$\int d^D x \sqrt{|g|} \left[\left[\varphi_\sigma^{(+)}(x) \partial_t \varphi_{\sigma'}^{(+)*}(x) - \varphi_{\sigma'}^{(+)*}(x) \partial_t \varphi_\sigma^{(+)}(x) \right] = i \delta(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}'_p) \delta_{\mathbf{n}_q, \mathbf{n}'_q}, \quad (2.14)$$

где g – определитель метрического тензора, соответствующего (2.1), $|g| = e^{2Dr/\alpha}$. Подставляя моды из (2.10) и используя Вронскиан функций Ханкеля, можно показать, что

$$|C_\sigma^{(+)}|^2 = \frac{e^{(v-v^*)\pi/2}}{2^p \pi^{p-1} V_q \alpha^{D-1}}, \quad (2.15)$$

где $V_q = \prod_{l=p+1}^D L_l$ – объем компактного подпространства.

Имея полный набор мод, для функции Адамара из (2.9) получим представление

$$\begin{aligned} G^{(1)}(x, x') &= \frac{(\eta\eta')^{D/2} e^{(v-v^*)\pi/2}}{2^p \pi^{p-1} V_q \alpha^{D-1}} \int d\mathbf{k}_{p-1} e^{i\mathbf{k}_{p-1}\Delta\mathbf{x}_{p-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} e^{i\mathbf{k}_q\Delta\mathbf{x}_q} \\ &\times \int_0^\infty dk_p \cos[k_p x^p + \alpha(k_p)] \cos[k_p x'^p + \alpha(k_p)] \\ &\times \left[H_\nu^{(1)}(K\eta) H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta') + H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta) H_\nu^{(1)}(K\eta') \right]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Эта функция может быть разделена на две части:

$$G^{(1)}(x, x') = G_0^{(1)}(x, x') + G_b^{(1)}(x, x'), \quad (2.17)$$

где

$$\begin{aligned} G_0^{(1)}(x, x') &= \frac{(\eta\eta')^{D/2} e^{(v-v^*)\pi/2}}{2^{p+1} \pi^{p-1} V_q \alpha^{D-1}} \int d\mathbf{k}_{p-1} e^{i\mathbf{k}_{p-1}\Delta\mathbf{x}_{p-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} e^{i\mathbf{k}_q\Delta\mathbf{x}_q} \int_0^\infty dk_p \\ &\times \cos(k_p \Delta x^p) \left[H_\nu^{(1)}(K\eta) H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta') + H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta) H_\nu^{(1)}(K\eta') \right], \end{aligned} \quad (2.18)$$

функция Адамара для локально де-ситтеровского пространства-времени с компактными размерностями при отсутствии границ, а

$$\begin{aligned} G_b^{(1)}(x, x') &= \frac{(\eta\eta')^{D/2} e^{(v-v^*)\pi/2}}{2^{p+1} \pi^{p-1} V_q \alpha^{D-1}} \int d\mathbf{k}_{p-1} e^{i\mathbf{k}_{p-1}\Delta\mathbf{x}_{p-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} e^{i\mathbf{k}_q\Delta\mathbf{x}_q} \int_0^\infty dk_p \\ &\times \cos[k_p (x^p + x'^p) + 2\alpha(k_p)] \\ &\times \left[H_\nu^{(1)}(K\eta) H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta') + H_{\nu^*}^{(2)}(K\eta) H_\nu^{(1)}(K\eta') \right], \end{aligned} \quad (2.19)$$

индуцирована наличием границы $x^p = 0$. Здесь нас интересуют эффекты, индуцированные границей и соответствующие вкладу (2.19).

Для дальнейшего преобразования этого вклада, вместо функций Ханкеля удобно ввести модифицированную функцию Бесселя $K_\nu(z)$ (функцию Макдональда). С помощью последней функция (2.19) записывается в виде

$$G_b^{(1)}(x, x') = \frac{2^{1-p}(\eta\eta')^{D/2}}{\pi^{p+1}V_q\alpha^{D-1}} \int d\mathbf{k}_{p-1} e^{i\mathbf{k}_{p-1}\Delta\mathbf{x}_{p-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} e^{i\mathbf{k}_q\Delta\mathbf{x}_q} \times \int_0^\infty dk_p \cos[k_p(x^p + x^{p'}) + 2\alpha(k_p)] \times [K_\nu(K\eta e^{-\pi/2})K_\nu(K\eta' e^{\pi/2}) + K_\nu(K\eta e^{\pi/2})K_\nu(K\eta' e^{-\pi/2})]. \quad (2.20)$$

Из определения функции $\alpha(k_p)$ следует, что

$$2 \cos[k_p(x^p + x^{p'}) + 2\alpha(k_p)] = e^{ik_p(x^p + x^{p'})} \frac{i\beta k_p - 1}{i\beta k_p + 1} + e^{-ik_p(x^p + x^{p'})} \frac{i\beta k_p + 1}{i\beta k_p - 1}. \quad (2.21)$$

Подставляя это в (2.20), мы вращаем контур интегрирования по k_p в комплексной плоскости на угол $\pi/2$ для слагаемого с $e^{ik_p(x^p + x^{p'})}$ и на угол $-\pi/2$ для слагаемого с $e^{-ik_p(x^p + x^{p'})}$. При $\beta \leq 0$ соответствующие подынтегральные выражения не имеют полюсов в верхней и нижней полуплоскостях соответственно. Используя соотношение [19]

$$K_\nu(ze^{\pm\pi i}) = e^{\mp\nu\pi i} K_\nu(z) \mp \pi i I_\nu(z) \quad (2.22)$$

с модифицированной функцией Бесселя $I_\nu(z)$, функция (2.20) представляется в виде

$$G_b^{(1)}(x, x') = \frac{(\eta\eta')^{D/2}}{2^p \pi^p V_q \alpha^{D-1}} \int d\mathbf{k}_{p-1} e^{i\mathbf{k}_{p-1}\Delta\mathbf{x}_{p-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} e^{i\mathbf{k}_q\Delta\mathbf{x}_q} \int_k^\infty du e^{-u(x^p + x^{p'})} \frac{\beta u + 1}{\beta u - 1} \times \{K_\nu(\eta y)[L_{-\nu}(\eta' y) + I_\nu(\eta' y)] + [L_{-\nu}(\eta y) + I_\nu(\eta y)]K_\nu(\eta' y)\}_{y=\sqrt{u^2 - k^2}}, \quad (2.23)$$

где $k = \sqrt{\mathbf{k}_{p-1}^2 + \mathbf{k}_q^2}$. Дальнейшее исследование вакуумного среднего квадрата поля основано на этой формуле.

3. Вакуумное среднее квадрата поля

Одной из важных локальных характеристик вакуумного состояния является среднее значение квадрата поля. Для заданной функции Адамара это среднее можно вычислить с помощью формулы

$$\langle \varphi\varphi^+ \rangle = \frac{1}{2} \lim_{x' \rightarrow x} G^{(1)}(x, x'). \quad (3.1)$$

Аналогично функции Адамара, вакуумное среднее квадрата поля может быть представлено в виде суммы

$$\langle \phi\phi^+ \rangle = \langle \phi\phi^+ \rangle_0 + \langle \phi\phi^+ \rangle_b, \quad (3.2)$$

где $\langle \phi\phi^+ \rangle_0$ – вакуумное среднее для пространства-времени де Ситтера с компактными измерениями при отсутствии границ, а $\langle \phi\phi^+ \rangle_b$ индуцировано границей $x^p = 0$. Вклад $\langle \phi\phi^+ \rangle_0$ исследован в работе [20]. Здесь нас в основном интересует часть, обусловленная границей. Для точек вне границы расходимости в пределе совпадения аргументов содержатся только в слагаемом $\langle \phi\phi^+ \rangle_0$ и перенормировка требуется только для него. Соответствующее среднее не зависит от пространственных координат.

Для вклада границы из соответствующего выражения (2.23) для функции Адамара получаем

$$\begin{aligned} \langle \phi\phi^+ \rangle_b &= \frac{2^{-p} \eta^D}{\pi^p V_q \alpha^{D-1}} \\ &\times \int d\mathbf{k}_{p-1} \sum_{\mathbf{n}_q} \int_k^\infty du f(u, x^p) K_\nu(\eta y) [I_{-\nu}(\eta y) + I_\nu(\eta y)]_{y=\sqrt{u^2-k^2}}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где

$$f(u, x^p) = \frac{e^{-2ux^p}}{u} \frac{\beta u + 1}{\beta u - 1}. \quad (3.4)$$

После интегрирования по угловой части вектора \mathbf{k}_{p-1} вакуумное среднее принимает вид

$$\begin{aligned} \langle \phi\phi^+ \rangle_b &= \frac{2^{1-p} \pi^{-(p+1)/2} \eta^D}{\Gamma((p-1)/2) V_q \alpha^{D-1}} \int_0^\infty dy y K_\nu(\eta y) [I_{-\nu}(\eta y) + I_\nu(\eta y)] \\ &\times \sum_{\mathbf{n}_q} \int_0^\infty dk_{(p-1)} k_{(p-1)}^{p-2} f(\sqrt{y^2 + k^2}, x^p), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $k_{(p-1)} = |\mathbf{k}_{p-1}|$. Для дальнейшего преобразования введем полярные координаты (r, θ) в плоскости $(k_{(p-1)}, y)$. Переходя к новой переменной интегрирования $z = \cos \theta$, находим

$$\langle \phi\phi^+ \rangle_b = \frac{2^{1-p} \pi^{-(p+1)/2} \eta^D}{\Gamma((p-1)/2) V_q \alpha^{D-1}} \sum_{\mathbf{n}_q} \int_0^\infty dr r^p f(\sqrt{r^2 + k_{\mathbf{n}_q}^2}, x^p) h_\nu(\eta r), \quad (3.6)$$

где введена функция

$$h_\nu(u) = \int_0^1 dz z (1-z^2)^{(p-3)/2} K_\nu(uz) [I_{-\nu}(uz) + I_\nu(uz)], \quad (3.7)$$

и

$$k_{\mathbf{n}_q}^2 = \sum_{l=p+1}^D (2\pi n_l + \tilde{\alpha}_l)^2 / L_l^2. \quad (3.8)$$

Отсюда, в частности, следует, что вакуумное среднее квадрата поля является периодической функцией магнитного потока с периодом, равным кванту магнитного потока. Это среднее зависит от переменных η , L_l , x^p через безразмерные отношения L_l / η и x^p / η , что является следствием максимальной симметрии пространства де Ситтера.

Для конформно связанного безмассового скалярного поля имеем $\nu = 1/2$, и модифицированные функции Бесселя в (3.7) выражаются через элементарные функции: $K_{1/2}(x)[I_{-1/2}(x) + I_{1/2}(x)] = 1/x$. Для функции (3.7) получаем

$$h_{1/2}(u) = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma((p-1)/2)}{2\Gamma(p/2)u}, \quad (3.9)$$

и граничная часть вакуумного среднего сводится к

$$\langle \phi\phi^+ \rangle_b = \frac{(\eta/\alpha)^{D-1}}{(4\pi)^{p/2}\Gamma(p/2)V_q} \sum_{\mathbf{n}_q} \int_{k_{\mathbf{n}_q}}^{\infty} dr (r^2 - k_{\mathbf{n}_q}^2)^{p/2-1} e^{-2rx^p} \frac{\beta r + 1}{\beta r - 1}. \quad (3.10)$$

В этом частном случае рассматриваемая задача конформно связана с соответствующей задачей в пространстве-времени Минковского с компактными измерениями. Выражение (3.10) можно было бы непосредственно получить из соответствующего результата, используя конформное соотношение $\langle \phi\phi^+ \rangle_b = (\eta/\alpha)^{D-1} \langle \phi\phi^+ \rangle_b^M$.

Выражение для вакуумного среднего квадрата поля упрощается для частных случаев граничных условий Дирихле и Неймана со значениями коэффициента $\beta = 0$ и $\beta = \infty$, соответственно. В этих случаях интеграл по $k_{(p-1)}$ выражается через функцию Макдональда $K_\nu(x)$ и мы получаем

$$\begin{aligned} \langle \phi\phi^+ \rangle_b = \mp \frac{2\eta^D (2x^p)^{2-p}}{(2\pi)^{p/2+1} V_q \alpha^{D-1}} \int_0^\infty dy y K_\nu(\eta y) [I_{-\nu}(\eta y) + I_\nu(\eta y)] \\ \times \sum_{\mathbf{n}_q} g_{p/2-1}(2x^p \sqrt{y^2 + k_{\mathbf{n}_q}^2}), \end{aligned} \quad (3.11)$$

где верхний и нижний знаки соответствуют граничным условиям Дирихле и Неймана и введено обозначение

$$g_\nu(x) = x^\nu K_\nu(x). \quad (3.12)$$

Перейдем теперь к исследованию граничной части вакуумного среднего $\langle \phi\phi^+ \rangle_b$ в асимптотических областях значений отношения x^p / η . Последнее представляет собой собственное расстояние от границы $\alpha x^p / \eta$, измеренное в единицах радиуса кривизны α . При малых значениях этого отношения, $x^p / \eta \ll 1$, основной вклад в интеграл (3.6) дает область интегрирования, где

аргументы модифицированных функций Бесселя принимают большие значения. Используя соответствующие асимптотические выражения, можно показать, что $[I_{-\nu}(x) + I_{\nu}(x)]K_{\nu}(x) \approx 1/x$ при $x \gg 1$. Отсюда следует, что в рассматриваемом приближении главный член в асимптотическом разложении для $\langle \varphi\varphi^+ \rangle_b$ совпадает с соответствующим результатом для конформно связанного безмассового скалярного поля.

При больших значениях x^p / η основной вклад в интеграл (3.6) дает область интегрирования, где аргументы модифицированных функций Бесселя малы. Два случая следует рассматривать отдельно. Для вещественных значений параметра ν имеет место асимптотика

$$[I_{-\nu}(x) + I_{\nu}(x)]K_{\nu}(x) \approx \frac{1}{2} \frac{(2/x)^{2\nu} \Gamma(\nu)}{\Gamma(1-\nu)}, \quad (3.13)$$

при $x \ll 1$. После вычисления интеграла в выражении для функции $h_{\nu}(u)$ вакуумное среднее квадрата поля представится как

$$\begin{aligned} \langle \varphi\varphi^+ \rangle_b &\approx \frac{2^{2\nu-p-1} \pi^{-(p+1)/2} \Gamma(\nu) \eta^{D-2\nu}}{V_q \Gamma((p+1)/2 - \nu) \alpha^{D-1}} \\ &\times \sum_{n_q} \int_{k_{n_q}}^{\infty} dr (r^2 - k_{n_q}^2)^{(p-1)/2-\nu} e^{-2rx^p} \frac{\beta r + 1}{\beta r - 1}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Для граничных условий Дирихле и Неймана интеграл выражается через функцию Макдональда:

$$\langle \varphi\varphi^+ \rangle_b \approx \mp \frac{2^{\nu} \Gamma(\nu) \eta^{D-2\nu} (2x^p)^{\nu+1-p}}{(2\pi)^{p/2+1} V_q \alpha^{D-1}} \sum_{n_q} k_{n_q}^{p/2-\nu} K_{p/2-\nu}(2x^p k_{n_q}). \quad (3.15)$$

Если расстояние от границы намного больше, чем длины компактных измерений, $x^p \gg L_l$, то основной вклад в ряд (3.15) дает слагаемое с наименьшим значением k_{n_q} . При $|\tilde{\alpha}_l| < \pi$ этот член соответствует значениям $n_l = 0$, $l = p+1, \dots, D$. В случае $\tilde{\alpha}_l = 0$, $l = p+1, \dots, D$ получим

$$\langle \varphi\varphi^+ \rangle_b \approx \mp \frac{2^{2\nu-p} \Gamma(\nu) \Gamma(p/2 - \nu) \eta^{D-2\nu}}{(2\pi)^{p/2+1} V_q \alpha^{D-1} (x^p)^{3p/2-1-2\nu}}. \quad (3.16)$$

Если, по крайней мере, одна из фаз $\tilde{\alpha}_l$ отлична от нуля, то на больших расстояниях от границы главный член разложения принимает вид

$$\langle \varphi\varphi^+ \rangle_b \approx \mp \frac{2^{2\nu-p} \Gamma(\nu) \eta^{D-2\nu} k_{(0)}^{(p-1)/2-\nu} e^{-2x^p k_{(0)}}}{(2\pi)^{(p+1)/2} V_q \alpha^{D-1} (x^p)^{p-\nu-1/2}}, \quad (3.17)$$

где $k_{(0)}^2 = \sum_{l=p+1}^D (\tilde{\alpha}_l / L_l)^2$. В этом случае граничная часть вакуумного среднего экспоненциально мала.

При больших значениях x^p / η и мнимых ν воспользуемся асимптотической формулой

$$[I_{-\nu}(x) + I_{\nu}(x)]K_{\nu}(x) \approx \operatorname{Re} \left[\frac{(2/x)^{2i|\nu|} \Gamma(i|\nu|)}{\Gamma(1-i|\nu|)} \right], \quad (3.18)$$

при $x \ll 1$. Для функции $h_{\nu}(u)$ получим

$$h_{\nu}(u) \approx \frac{1}{2} \Gamma((p-1)/2) \operatorname{Re} \left[\frac{\Gamma(i|\nu|)(2/u)^{2i|\nu|}}{\Gamma((p+1)/2-i|\nu|)} \right]. \quad (3.19)$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} \langle \varphi \varphi^+ \rangle_b &\approx \frac{\pi^{-(p+1)/2} \eta^D}{2^p V_q \alpha^{D-1}} \\ &\times \sum_{n_q} \operatorname{Re} \left[\frac{\Gamma(i|\nu|)(2/\eta)^{2i|\nu|}}{\Gamma((p+1)/2-i|\nu|)} \int_0^{\infty} dr r^{p-2i|\nu|} f(\sqrt{r^2 + k_{n_q}^2}, x^p) \right]. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Для граничных условий Дирихле и Неймана после вычисления интеграла находим асимптотическое выражение

$$\begin{aligned} \langle \varphi \varphi^+ \rangle_b &\approx \mp \frac{\pi^{-p/2-1} \eta^D}{2^p V_q \alpha^{D-1} (x^p)^{p/2}} \\ &\times \sum_{n_q} k_{n_q}^{p/2} \operatorname{Re} \left[\Gamma(i|\nu|) (4x^p / \eta^2 k_{n_q})^{i|\nu|} K_{p/2-i|\nu|}(2x^p k_{n_q}) \right]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Если, дополнительно, $x^p \gg L_l$, при $\tilde{\alpha}_l = 0$, $l = p+1, \dots, D$ получаем

$$\langle \varphi \varphi^+ \rangle_b \approx \mp \frac{\pi^{-p/2-1} A_p \eta^D}{2^{p+1} V_q \alpha^{D-1} (x^p)^p} \cos \left[2|\nu| \ln(2x^p / \eta) + \phi_1 \right], \quad (3.22)$$

где $A_p = |\Gamma(i|\nu|)\Gamma(p/2-i|\nu|)|$ и $\phi_1 = \arg(\Gamma(i|\nu|)\Gamma(p/2-i|\nu|))$. Заметим, что $|\Gamma(ix)| = [x \sinh(\pi x) / \pi]^{-1/2}$. Если, по крайней мере, одна из фаз $\tilde{\alpha}_l$ отличается от нуля, то для главного члена находим

$$\langle \varphi \varphi^+ \rangle_b \approx \mp \frac{\pi^{-p/2} \eta^D k_{(0)}^{(p-1)/2} e^{-2x^p k_{(0)}} \cos \left[|\nu| \ln(4x^p / \eta^2 k_0) + \phi_2 \right]}{2^{p+1} V_q \alpha^{D-1} (x^p)^{(p+1)/2} \sqrt{|\nu| \sinh(\pi|\nu|)}}, \quad (3.23)$$

где $\phi_2 = \arg(\Gamma(i|\nu|))$. Следовательно, для мнимых ν граничная часть вакуумного среднего осциллиционно затухает.

На Рис.1 представлено индуцированное границей вакуумное среднее квадрата поля для конформно связанного скалярного поля ($\xi = (D-1)/4D$) с граничным условием Неймана в модели с $D = 4$ с одним компактным измерением длины $L = L_D$. Числа возле кривых соответствуют значениям фазы $\tilde{\alpha}_D / 2\pi$. Численные расчеты проведены для значений $m\alpha = 0.5$, $x^p / \eta = 0.5$. Заметим, что

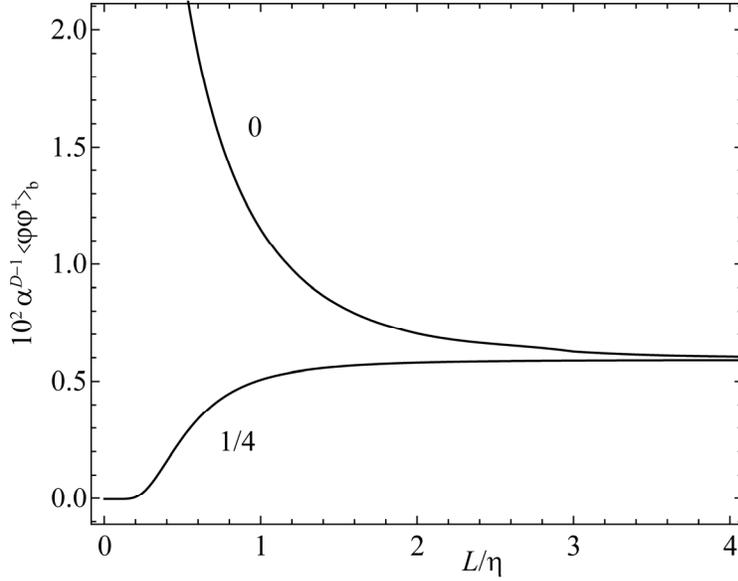


Рис.1. Индуцированное границей вакуумное среднее квадрата поля в зависимости от длины компактного измерения в модели $D = 4$ с одним компактным измерением.

отношение L/η соответствует собственной длине компактной размерности, измеренной в единицах радиуса кривизны α . Как видно из рисунка, поведение вакуумного среднего существенно различно для периодического ($\tilde{\alpha}_D = 0$) и

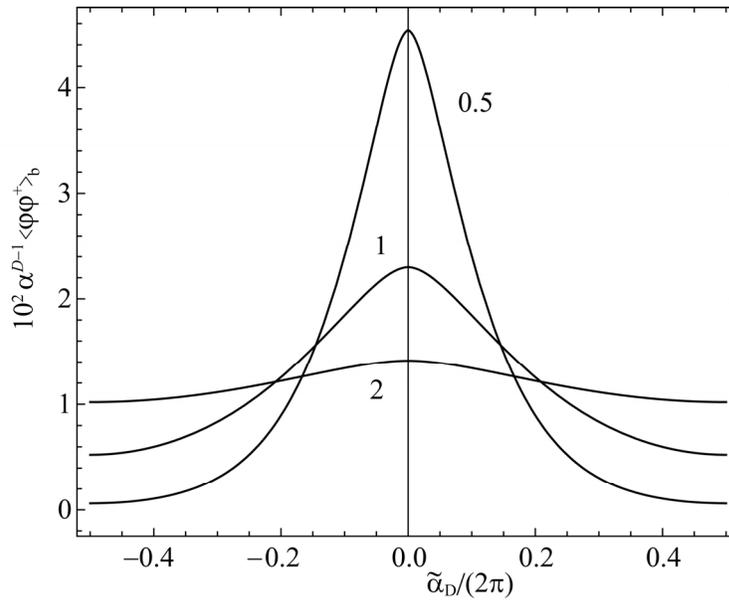


Рис.2. Индуцированное границей вакуумное среднее квадрата поля в зависимости от фазы в условии квазипериодичности.

непериодических условий вдоль компактной размерности. Для той же модели поведение граничной части вакуумного среднего квадрата поля, в зависимости от фазы в условии квазипериодичности, приведено на Рис.2. Числа возле кривых соответствуют значениям отношения L/η . Значения остальных параметров те же, что и на Рис.1.

4. Заключение

В данной работе исследовано воздействие нетривиальной топологии и плоской границы на свойства вакуума заряженного скалярного поля. В рассматриваемой модели эти свойства определяются двухточечными функциями. В качестве таковой была выбрана функция Адамара. Для нее выведено выражение, в котором явно выделена часть, индуцированная границей. Соответствующий вклад в вакуумное среднее квадрата поля дается формулой (3.6). На малых расстояниях от границы эффекты гравитационного поля малы и граничная часть связана с соответствующей величиной на фоне пространства-времени Минковского с нетривиальной топологией простым конформным соотношением. Эффекты гравитационного поля существенны на расстояниях от границы, больших по сравнению с радиусом кривизны пространства-времени. В зависимости от значения параметра ν , поведение граничной части в вакуумном среднем является монотонно или осцилляционно затухающим.

Работа частично выполнена в рамках гранта 18Т-1С355 Комитета по науке Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Д. Линде.** Физика элементарных частиц и инфляционная космология. Москва. Наука, 1990.
2. **L. Campanelli.** Phys. Rev. Lett., **111**, 061301 (2013).
3. **L. Campanelli.** Phys. Rev. Lett., **111**, 229002 (2013).
4. **A.G. Riess et al.** Astrophys. J., **659**, 98 (2007).
5. **D.N. Spergel et al.** Astrophys. J. Suppl. Ser., **170**, 377 (2007).
6. **E. Komatsu et al.** Astrophys. J. Suppl. Ser., **180**, 330 (2009).
7. **V.M. Mostepanenko, N.N. Trunov.** The Casimir Effects and Its Applications, Oxford University Press, Oxford, 1997.
8. **K.A. Milton.** The Casimir Effect: Physical Manifestation of Zero-Point Energy, World Scientific, Singapore, 2002.
9. **M. Bordag, G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen, V.M. Mostepanenko.** Advances in the Casimir Effect, Oxford University Press, Oxford, 2009.
10. **A.A. Saharian, M.R. Setare.** Phys. Lett. B, **659**, 367 (2008).
11. **S. Bellucci, A.A. Saharian.** Phys. Rev. D, **77**, 124010 (2008).
12. **A.A. Saharian.** Classical Quantum Gravity, **25**, 165012 (2008).

13. **E.R. Bezerra de Mello, A.A. Saharian.** J. High Energy Phys., **04**, 046 (2009).
14. **S. Bellucci, A.A. Saharian, H.A. Nersisyan.** Phys. Rev. D, **88**, 024028 (2013).
15. **T.Sh. Navasardyan, A.A. Saharian.** J. Contemp. Phys. **49**, 1 (2014).
16. **T.Sh. Navasardyan, A.A. Saharian.** J. Contemp. Phys. **49**, 243 (2014).
17. **T.Sh. Navasardyan, A.A. Saharian.** J. Contemp. Phys. **52**, 473 (2017).
18. **E.V. Chubaryan, A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian, D.H. Simonyan.** Grav. Cosm., **22**, 187 (2016).
19. **M. Abramowitz, I.A. Stegun.** Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, Washington D.C., 1970.
20. **D.H. Simonyan.** Armenian Journal of Physics, **11**(3), 145 (2018).

ՎԱԿՈՒՌՈՒՄԻ ՄԱՀՄԱՆՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ ԿՈՄՊԱԿՏ
 ՉԱՓՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ԴԵ ՄԻՏՏԵՐԻ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Ա.Ա. ՄԱՀԱՐՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՏԱՆՋՅԱՆ

Հետազոտված է սահմանով մակաձված վակուումային միջինը կոմպլեքս սկալյար դաշտի քառակուսու համար կամայական թվով տորոիդալ կոմպակտիֆիկացված չափողականություններով դե Սիտտերի տարածությունում: Սահմանի վրա դաշտը բավարարում է Ռոբինի պայմանին, իսկ կոմպակտ չափողականությունների երկայնքով դրված են կամայական փուլերով քվադիպարբերական պայմաններ: Վակուումային միջինի արտահայտությունում բացահայտ առանձնացված է սահմանով պայմանավորված մասը և հետազոտված է դրա վարքը խնդրի պարամետրերի տարբեր ասիմպտոտական տիրույթներում:

VACUUM POLARIZATION INDUCED BY A BOUNDARY IN DE SITTER SPACE WITH COMPACT DIMENSIONS

A.A. SAHARIAN, D.H. SIMONYAN, A.S. KOTANJYAN

The vacuum expectation value of the field squared is investigated, induced by a planar boundary in de Sitter space-time toroidally compactified dimensions. On the boundary the field obeys Robin condition and along compact dimensions quasiperiodicity conditions are imposed with arbitrary phases. In the expression for the vacuum expectation value the contribution of the boundary is explicitly extracted and its behavior is investigated in various asymptotic regions of the parameters in the problem.

УДК 539.145

ПРИБЛИЖЕННАЯ ФОРМУЛА СУПЕРПОЗИЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА И БОЛЬШОГО ЧИСЛА ВСТРЕЧНЫХ ФОТОНОВ

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

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 18 декабря 2018 г.)

Выведена приближенная формула, описывающая временную эволюцию состояния двухуровневого атома и взаимодействующего с ним большого числа встречных фотонов. Она является естественным обобщением формулы амплитуды дифракционного рассеяния в резонансном эффекте Капицы-Дирака в приближении Рамана-Ната. Применимость выведенной формулы предполагает более $n_{1,2} \approx 20$ -ти фотонов в каждом из встречных пучков.

1. Введение

Электромагнитное поле в квантовом резонаторе может быть квантовано как на базе стоячих волн, так и бегущих встречных волн [1–2]. В настоящей работе будет выбран второй способ. Взаимодействие атома с таким полем приводит к переизлучению фотонов между встречными волнами и одновременному формированию суперпозиционного состояния поступательного движения атома [3–6]. При этом эволюция происходит с сохранением энергии и импульса полной системы «атом+поле фотонов». Искомыми величинами являются вероятностные амплитуды, которые в режиме когерентного взаимодействия обеспечивают возможно полную информацию о состоянии системы.

В настоящей работе ограничиваемся относительно простым режимом Рамана-Ната [7–10] с адиабатическим следованием [11], когда соответственно оператором кинетической энергии и возбужденным состоянием атома можно пренебречь. Будет показано, что функция Бесселя, будучи решением задачи для амплитуды импульсного состояния атома при классическом описании поля, при квантованном поле становится приближением неучета бозонного характера фотонов. При этом вне области коротких времен нарушается и условие нормировки. Потому в схему расчета включен дополнительный член, вытекающий из вида уравнения, и введен зависящий от времени нормировочный коэффициент. В результате получена достаточно простая аналитическая форма описания

импульсных состояний атома с согласованным с ним распределением фотонов в квантованных встречных волнах. Ее можно воспринять и как своего рода квазиклассическое описание воздействия поля встречных потоков фотонов на поступательное движение атома в режиме адиабатического следования.

2. Двухуровневый атом в поле квантованных встречных 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 базе встречных волн e^{ikz} и e^{-ikz} , где $k = \omega/c$. Тогда гамильтониан системы «атом–квантованное поле встречных волн» в приближении вращающейся волны записывается в виде [3]

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \frac{\hat{p}^2}{2M} + \frac{\hbar\omega_0}{2}(1 + \sigma_3) + \hbar\omega(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) \\ & - \sqrt{2}\hbar\beta\sigma^+ (\hat{a}_1 e^{ikz} + \hat{a}_2 e^{-ikz}) - \sqrt{2}\hbar\beta\sigma^- (\hat{a}_1^\dagger e^{-ikz} + \hat{a}_2^\dagger e^{ikz}), \end{aligned} \quad (1)$$

где первые два слагаемых – операторы кинетической энергии центра тяжести и внутренней энергии атома, соответственно, третье слагаемое – оператор энергии свободного электромагнитного поля, β – постоянная взаимодействия, связанная с матричным элементом дипольного оптического перехода d соотношением $\beta = 2\sqrt{\pi\omega/\hbar L}d$, L – произвольная длина резонатора, 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}_1^\dagger и \hat{a}_1 – операторы рождения и уничтожения в e^{ikz} -моду, а \hat{a}_2^\dagger и \hat{a}_2 – в e^{-ikz} -моду, соответственно.

Волновая функция системы ищется в виде разложения по всем степеням свободы: внутреннего и поступательного движения атома и двум модам встречных волн. При этом учитывается, что атом до взаимодействия находится на нижнем энергетическом уровне, а во встречных волнах находятся n_1 и n_2 фотонов, соответственно:

$$\begin{aligned} |\Psi(z,t)\rangle = & \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \sum_{m=-n_2}^{n_1} a_m(z,t) |n_1 - m\rangle |n_2 + m\rangle e^{i2mkz - iN\omega t} \\ & + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \sum_{m=-n_2}^{n_1-1} b_m(z,t) |n_1 - m\rangle |n_2 + m - 1\rangle e^{i(2m-1)kz - iN\omega t}, \end{aligned} \quad (2)$$

где основное и возбужденное состояния атома представляются столбцами $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}^\top$ и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}^\top$, соответственно, $N = n_1 + n_2$, а для фотонных состояний Фока использовано кет-обозначение Дирака. Первое из них относится к e^{ikz} -моду, второе – к e^{-ikz} -моду.

Из уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) с помощью стандартных вычислений для неизвестных амплитуд суперпозиционного состояния $a_m(z, t)$ в приближении Рамана–Ната ($\hat{p}^2 / 2M \rightarrow 0$) получаем систему рекуррентных дифференциальных уравнений

$$i \frac{da_m(z, t)}{dt} = -\sqrt{2} \beta \left(\sqrt{n_1 - m} b_{m-1}(z, t) + \sqrt{n_2 + m} b_{m+1}(z, t) \right), \quad (3)$$

$$i \frac{db_m(z, t)}{dt} + \Delta b_m(z, t) = -\sqrt{2} \beta \left(\sqrt{n_1 - m + 1} b_{m-1}(z, t) + \sqrt{n_2 + m} b_{m+1}(z, t) \right), \quad (4)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$, $m = 0, 1, 2, \dots$ до N для первого рекуррентного уравнения и до $N-1$ – для второго уравнения. В начинающих и замыкающих уравнениях системы (3), (4) следует подставить $a_{-1}(z, t) = b_{-1}(z, t) = 0$ и $a_{N+1}(z, t) = b_N(z, t) = 0$, соответственно, а возможная z -зависимость амплитуд связана с начальным распределением атомной волновой функции поступательного движения. Оно факторизуется в выражении амплитуды и может быть упущено из рассмотрения.

В дальнейшем ограничимся режимом адиабатического следования, т. е. относительно большими значениями расстройки резонанса Δ , когда первым слагаемым в правой части уравнения (4) можно пренебречь. Тогда

$$b_m(t) = -\sqrt{2} \frac{\beta}{\Delta} \left(\sqrt{n_1 - m + 1} b_{m-1}(t) + \sqrt{n_2 + m} b_{m+1}(t) \right)$$

и после прямой подстановки для амплитуды $\bar{a}_m(t) = i^m a_m(t)$ основного состояния получаем

$$\frac{d\bar{a}_m(t)}{dt} = \xi \left(\sqrt{(n_1 - m + 1)(n_2 + m)} \bar{a}_{m-1}(t) - \sqrt{(n_1 - m)(n_2 + m + 1)} \bar{a}_{m+1}(t) \right), \quad (5)$$

где $\xi = \beta^2 / \Delta$. Полная волновая функция нормируется в каждой пространственной точке z и для амплитуд $\bar{a}_m(t)$ резюмируется в соотношении $\sum_{m=-n_2}^{n_1} |\bar{a}_m(t)|^2 = 1$.

3. Эволюция импульсного состояния атома и перераспределение фотонов во встречных волнах

Рассмотрим временную эволюцию амплитуд \bar{a}_m в случае больших чисел фотонов во встречных волнах: $n_{1,2} \gg 1$. Для ориентации сперва заметим, что коэффициенты с правой стороны уравнения (5) медленно зависят от числа переизлученных фотонов m ($n_{1,2} \gg 1$) и потому перепишем уравнение (5) в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{a}_m(\tau)}{d\tau} = & \frac{p_m + p_{m+1}}{2} (\bar{a}_{m-1}(\tau) - \bar{a}_{m+1}(\tau)) \\ & + \frac{p_m - p_{m+1}}{2} (\bar{a}_{m-1}(\tau) + \bar{a}_{m+1}(\tau)), \end{aligned} \quad (6)$$

где $p_m = \sqrt{(n_1 - m + 1)(n_2 + m)}$, $p_{m+1} = \sqrt{(n_1 - m)(n_2 + m + 1)}$, $\tau = \xi t$.

Вне непосредственной близости граничных точек $m = -n_2$ и $m = n_1$ коэффициент второй скобки намного меньше коэффициента первой скобки (см. Рис.1). С учетом того, что решением уравнения без второго члена

$$\frac{d\bar{a}_m(\tau)}{d\tau} = \frac{p_m + p_{m+1}}{2} (\bar{a}_{m-1}(\tau) - \bar{a}_{m+1}(\tau)). \quad (7)$$

Оно, как и следовало ожидать, в пределе классического поля $m/n_{1,2} \rightarrow 0$ и, соответственно, $p_m - p_{m+1} \rightarrow 0$, $\bar{p}_m \rightarrow \sqrt{n_1 n_2}$, приводит к широко известному выражению $P_m(\tau) = J_m^2(\Omega t)$ вероятности дифракции m -го порядка в резонансном эффекте Капицы-Дирака [6, 12–15]. Здесь Ω -частота переизлучения фотонов из одной волны в другую, пропорциональная глубине модуляции интенсивности поля встречных волн.

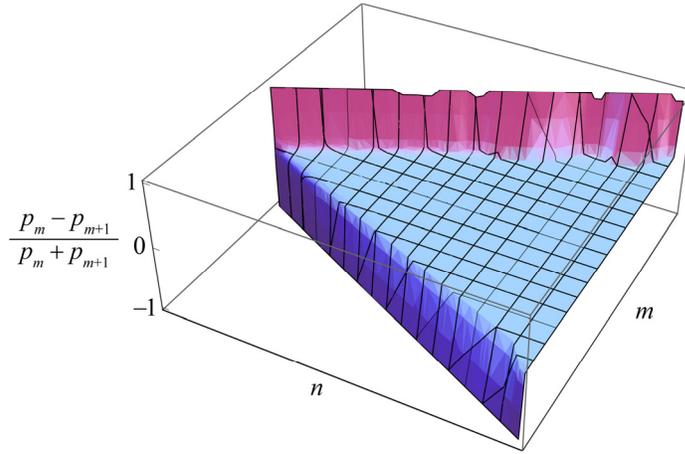


Рис.1. Отношение коэффициента второй скобки $(p_m - p_{m+1})/2$ к коэффициенту первой скобки $(p_m + p_{m+1})/2$ в зависимости от числа переизлученных фотонов m при разных значениях начального числа фотонов n во встречных волнах.

Приближенный характер решения (7) нарушает, к сожалению, условие нормировки волновой функции при относительно больших временах взаимодействия. Если, например, сохранить только первый член, который является полным аналогом случая классического описания поля встречных волн, то сумма вероятностей со временем в среднем монотонно уменьшается, как это показано на Рис.2

в случае $n_1 = n_2 = 100$. Для сравнения аналогичный график построен также с помощью амплитуд при классическом описании поля. Он проходит ниже и показывает, что уже «нулевое» приближение формулы (7) правильно учитывает квантовый характер поля.

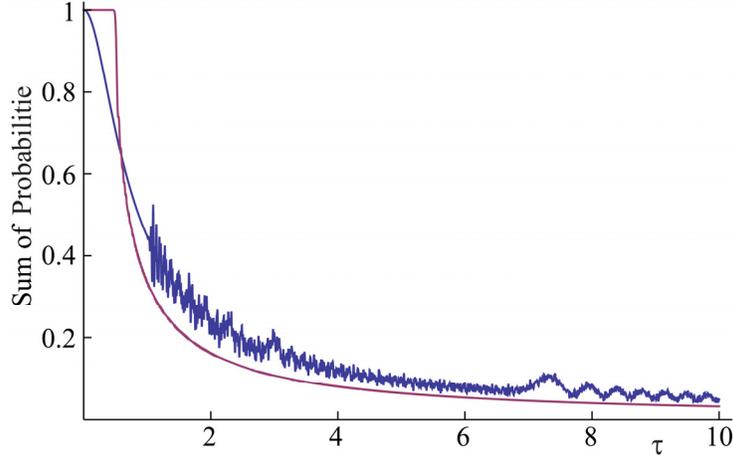


Рис.2. Сумма вероятностей всех импульсных состояний атома в поле квантованных встречных волн. Нижняя кривая соответствует классическому аналогу в рекуррентном уравнении (5).

Второе слагаемое в выражении (7) увеличивает сумму вероятностей для умеренных времен взаимодействия до среднего значения примерно два, которое затем очень медленно уменьшается, оставаясь больше единицы. Такое поведение, во первых, обосновывает целесообразность включения второго члена в приближенное выражение амплитуды $\bar{a}_m(\tau)$, а, во вторых, дает возможность увеличить точность формулы введением нормировочного коэффициента $S(\tau)$ согласно соотношению $S(\tau) = \left(\sum_m \bar{a}_m^2(\tau) \right)^{-1/2}$. В результате для амплитуды $a_m(z, t)$ перекачки m фотонов между встречными волнами большого числа фотонов с одновременным изменением импульса атома на $2m\hbar k$ получаем выражение

$$a_m(\tau) = (-i)^m S(\tau) \left[J_m(2\bar{p}_m\tau) + \frac{p_m - p_{m+1}}{2} \times \int_0^\tau \left(J_{m-1}(2\bar{p}_m\tau) + J_{m+1}(2\bar{p}_m\tau) \right) d\tau \right]. \quad (8)$$

Для расчетных целей удобно с помощью известной формулы

$$\int J_n(x) dx = 2 \sum_{s=0}^{\infty} J_{n+2s+1}(x)$$

перейти от неопределенного интеграла к ряду от бесселевых функций. Тогда искомая амплитуда представится в виде

$$a_m(\tau) = (-i)^m S(\tau) \left[J_m(2\bar{p}_m\tau) + \frac{p_m - p_{m+1}}{p_m + p_{m+1}} \right. \\ \left. \times \left(J_m(2\bar{p}_m\tau) + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (J_{m+2s}(2\bar{p}_m\tau) - \delta_{m+2s,0}) - \delta_{m,0} \right) \right].$$

Рис.2 указывает, что сильного отклонения результатов полученных приближенных формул от точных значений следует ожидать только при приближении к границам $m = -n_2$ и $m = n_1$. Что касается представляющих основной интерес промежуточной области значений m , то отклонение от точных численных решений уравнения (5) при фиксированных значениях n_1 и n_2 зависит от времени взаимодействия. Отклонение при $n_{1,2} = 20$ мало вплоть до значения аргумента функции Бесселя $2\bar{p}_m\tau \approx 5$, а потом медленно увеличивается. При увеличении числа фотонов $n_{1,2}$ граница применимости выведенных формул смещается в сторону больших времен.

4. О роли некоммутативности операторов рождения и уничтожения фотона

В полученных представлениях амплитуд состояний можно явным образом проследить различие между двумя понятиями квантования поля. Первое – как появление дискретности, при котором, однако, не постулируется некоммутативность между операторами рождения и уничтожения фотонов. Второе – истинная процедура квантования. Первый является воображаемой ситуацией того, что мы имели бы, если фотоны не обладали бы бозонным характером, подчинились бы не статистике Бозе-Эйнштейна, а статистике Больцмана. В математической формулировке это привело бы к отсутствию единиц в выражениях p_m и p_{m+1} и, соответственно, к исчезновению второго слагаемого в выражении (8). Назвав такую амплитуду больцмановской, будем иметь

$$a_{B,m}(\tau) = S_B(\tau) J_m(2p_{B,m}\tau), \quad (9)$$

где $p_{B,m} = \sqrt{(n_1 - m)(n_2 + m)}$.

На Рис.3 совместно построены истинная и больцмановская амплитуды при числе переведенных между встречными волнами фотонов $m = 10$. Отличие, значительное уже в области умеренных времен, легко может быть экспериментально обнаружено и может служить отличным от ранее известных методов обоснованием бозонного характера фотонов.

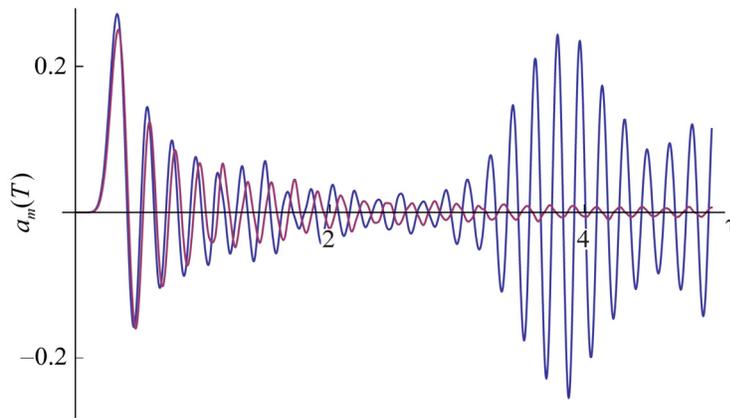


Рис.3. Временная эволюция вероятности переброса $m = 10$ фотонов между встречными квантованными волнами при взаимодействии с атомом с учетом и без учета бозонного характера фотонов. Начальные числа фотонов во встречных волнах $n_1 = 20$ и $n_2 = 20$, соответственно.

5. Заключение

Вторичное квантование плоского монохроматического электромагнитного поля проведено на базисе бегущих волн. Для изучения временной эволюции возможных заполнений базисных встречных мод при взаимодействии с атомом выведена формула в приближении Рамана-Ната, которое в гамильтониане пренебрегает оператором кинетической энергии атома. Показано, что из выражения можно исключить бозонный характер фотонов. Отличие оказывается значимым, его экспериментальное обнаружение может служить дополнительным и независимым подтверждением бозонного характера фотонного поля.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.F. Walls, G.J. Milburn.** Quantum Optics. Berlin, Springer-Verlag, 2008.
2. **Г.А. Мурадян, Л.Р. Арзуманян, А.Ж. Мурадян.** Изв. НАН Армении, Физика, **53**, 251 (2018).
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. **B. Macke.** Opt. Commun., **28**, 131 (1979).
10. **А.Ж. Мурадян.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **20**, 206 (1985).
11. **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.
12. **A.F. Bernhardt, B.W. Shore.** Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981).
13. **E. Arimondo, A. Bambini, S. Stenholm.** Phys. Rev. A, **24**, 898 (1981).
14. **M.O. Scully, M.S. Zubairy.** Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 2001.
15. **A.D. Cronin, J. Schmiedmayer, D.E. Pritchard.** Rev. Mod. Phys., **81**, 1051 (2009).

ԵՐԿՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄԻ ԵՎ ՄԵԾ ԹՎՈՎ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ
ՍՈՒՊԵՐՊՈԶԻՑԻՈՆ ՎԻՃԱԿԻ ՄՈՏԱՎՈՐ ԲԱՆԱԶԵՎ

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

Դուրս է բերված երկմակարդակ ատոմի և նրա հետ փոխազդող հանդիպակաց մեծաթիվ ֆոտոնների ժամանակային էվոլյուցիան նկարագրող մոտավոր բանաձև: Այն հանդիսանում է Կապիցա-Դիրակի էֆեկտում դիֆրակցիոն ցրման ամպլիտուդի բանաձևի Ռաման-Նաթի մոտավորության բնական ընդհանրացումը: Դուրս բերված բանաձևի կիրառելիությունը ենթադրում է $n_{1,2} \approx 20$ -ից ավելի թվով ֆոտոններ հանդիպակաց փնջերից յուրաքանչյուրում:

APPROXIMATE FORMULA FOR SUPERPOSITION STATE OF TWO LEVEL ATOM AND LARGE NUMBER OF COUNTERPROPAGATING PHOTONS

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

An approximate formula is derived describing time evolution of the state of two level atom and interacting with him large number of counterpropagating photons. It is a natural generalization of the diffraction scattering amplitude formula in resonant Kapitza-Dirac effect in the Raman-Nath approximation. The applicability of derived formula assumes more than $n_{1,2} \approx 20$ photons in the each of counterpropagating beams.

УДК 539.196; 517.589

ВЫРОЖДЕННО-ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТОЧНО РЕШАЕМАЯ ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ С ПЕРЕСЕЧЕНИЕМ УРОВНЕЙ ПО ЗАКОНУ, ЗАДАВАЕМОГО W-ФУНКЦИЕЙ ЛАМБЕРТА

Т.А. ИШХАНЫАН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения
Université de Bourgogne Franche-Comté, Dijon, France
e-mail: tishkhanyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 21 декабря 2018 г.)

Представлена точно решаемая модель с пересечениями уровней для полуклассической квантовой временной двухуровневой задачи, решение которой записывается в вырожденных гипергеометрических функциях. Для этой амплитудно-постоянной модели с асимметричным во времени пересечением уровней расстройка частоты лазерного поля задается W-функцией Ламберта. Общее решение задачи записывается как линейная комбинация с постоянными коэффициентами двух фундаментальных решений, каждое из которых задается неупрощаемой линейной комбинацией двух вырожденных гипергеометрических функций. Представлены фундаментальные решения и проанализировано поведение системы во внешнем лазерном поле с указанной конфигурацией поля.

1. Введение

Точные аналитические решения квантовой двухуровневой задачи редки [1–16]. Особенно важны те случаи, когда аналитические решения получены для таких конфигураций поля, для которых вовлеченные параметры могут варьироваться независимо друг от друга. Такие модели называются безусловно точно решаемыми моделями, чтобы различить их от условно точно решаемых моделей, для которых на входные параметры поля наложены некоторые ограничения (например, некий параметр задается как фиксированная постоянная). Наиболее известными и, вероятно, самыми полезными безусловно точно решаемыми моделями являются те, которые получены сведением задачи к вырожденному гипергеометрическому уравнению Куммера или обычному гипергеометрическому уравнению Гаусса [2–16]. Все точно решаемые случаи, для которых такое сведение возможно, были классифицированы в [14–16], где было показано, что существует только три независимых класса двухуровневой задачи, решаемых в

функциях Куммера [14], и только четыре класса, решаемых в функциях Гаусса [15,16]. Вырожденные гипергеометрические классы включают в себя широкоизвестные модели Ландау-Зинера-Майораны-Штукелберга [2–5], Никитина [6] и Кротерса-Гюгса [7], а обычные гипергеометрические классы включают в себя известные модели Розена-Зинера [8], Демкова-Кунике [9], Бамбини-Бермана [10], Хью-Кэррола [11] и т.д.

Недавно было показано, что список аналитических решений двухуровневой задачи существенно расширяется, если рассматривать сведение этой задачи к пяти уравнениям класса Гойна [17,18]. Общий результат такой: существует 61 бесконечных классов моделей, решаемых в пяти функциях Гойна [19–21]. Однако, эти функции представляют собой намного более сложные математические объекты по сравнению с их предшественниками – функциями гипергеометрического класса. По этой причине, особый интерес представляют те частные случаи, когда функции Гойна могут быть написаны через более простые гипергеометрические функции. Важно отметить, что прямое сведение функций Гойна к гипергеометрическим функциям [22,23] не дает новых точно решаемых моделей. И поэтому более интересны разложения функций Гойна в бесконечные ряды по более простым специальным функциям гипергеометрического класса [24–30]. При обрывании этих рядов такие разложения генерируют большой набор замкнутых аналитических решений уравнений Гойна.

В работе [31] были получены безусловно и условно решаемые двухуровневые модели в том случае, когда рассматриваются разложения общей функции Гойна в ряды по неполным бета-функциям [32]: мы привели пошаговый вывод этих моделей и их дальнейшую классификацию, а также для единственной безусловно решаемой модели в рассматриваемом классе моделей вывели точное аналитическое решение квантовой двухуровневой задачи и провели анализ поведения системы во внешнем лазерном поле.

В данной работе мы применяем вышеупомянутые математические разложения к пятнадцати классам двухуровневых моделей единожды-конфлюэнтной функции Гойна. В результате, мы получаем, по-видимому, бесконечный набор решаемых моделей, которые в общем случае только условно точно решаемые (во многих случаях эти условно решаемые модели описывают диссипативные процессы). Мы показываем, что в этом списке есть единственная новая модель, которая безусловно точно интегрируемая. Это – трехпараметрическая амплитудно-постоянная модель с пересечением уровней. Модель представляет конфигурацию поля, для которой функция расстройки лазерного поля задается W -функцией Ламберта [33,34]. Она описывает асимметричный во времени процесс пересечения уровней. Общее решение задачи для этой модели записывается в

виде линейной комбинации с постоянными коэффициентами двух фундаментальных решений, каждое из которых в свою очередь представляется неупрощаемой суммой двух вырожденных функций Куммера. Мы представляем подробный вывод этих фундаментальных решений и анализируем поведение системы в лазерном поле, которое задается описанной конфигурацией. Заметим, что каждое из этих фундаментальных решений имеет также альтернативное представление в виде одной обобщенной вырожденной функции Гурса [35].

2. Модели класса единожды-конфлюэнтной функции Гойна

Рассматривается полуклассическая временная квантовая двухуровневая задача возбуждения атома внешним оптическим полем. Пусть $a_1(t)$ и $a_2(t)$ – амплитуды вероятностей основного и возбужденного уровней, а пара функций $U(t), \delta(t)$ задает функции амплитудной и частотной модуляции, определяя конфигурацию внешнего поля (производная $\delta_t = d\delta/dt$ есть расстройка частоты лазерного поля от частоты перехода между двумя вовлеченными уровнями). Временная динамика двухуровневой системы описывается двумя связанными обыкновенными дифференциальными уравнениями первого порядка для амплитуд вероятностей [1]

$$i \frac{da_1(t)}{dt} = U(t)e^{-i\delta(t)} a_2(t), \quad (1)$$

$$i \frac{da_2(t)}{dt} = U(t)e^{+i\delta(t)} a_1(t), \quad (2)$$

Исключая $a_1(t)$, эту систему можно свести к следующему дифференциальному уравнению второго порядка для второго, возбужденного уровня:

$$\frac{d^2 a_2}{dt^2} + \left(-i\delta_t - \frac{U_t}{U} \right) \frac{da_2}{dt} + U^2 a_2 = 0. \quad (3)$$

Модели класса единожды-конфлюэнтной функции Гойна получаются сведением этого уравнения к единожды-конфлюэнтному уравнению Гойна, каноническая форма которого следующая [17,18]:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + \left(\frac{\gamma}{z} + \frac{\delta}{z-1} + \varepsilon \right) \frac{du}{dz} + \frac{\alpha z - q}{z(z-1)} u = 0. \quad (4)$$

Это уравнение – одно из пяти уравнений класса Гойна. Оно имеет две регулярные сингулярные точки $z = 0$, $z = 1$ на комплексной z -плоскости и иррегулярную сингулярную точку в бесконечности. Уравнение (3) преобразовывается к уравнению (4) за меной (в общем случае комплексной) как зависимой, так и независимой переменных:

$$a_2(t) = \varphi(z)u(z), \quad z = z(t). \quad (5)$$

Эта процедура приводит к пятнадцати классам конфигураций поля [20]

$$U(t) = U_0^* z^{k_1} (z-1)^{k_2} \frac{dz}{dt}, \quad (6)$$

$$\delta_t(t) = \left(\delta_0 + \frac{\delta_1}{z} + \frac{\delta_2}{z-1} \right) \frac{dz}{dt}, \quad (7)$$

где степени $k_{1,2}$ могут быть целыми или полуцелыми числами, удовлетворяющими неравенствам $-1 \leq k_{1,2}$ и $k_1 + k_2 \leq 0$. Для всех пятнадцати классов одно из фундаментальных решений двухуровневой задачи записывается в единожды-конфлюэнтных функциях Гойна [20]:

$$a_2 = C \cdot e^{\alpha_0 z} z^{\alpha_1} (z-1)^{\alpha_2} H_C(\gamma, \delta, \varepsilon; \alpha, q; z), \quad (8)$$

где C – произвольная постоянная, параметры $q, \alpha, \gamma, \delta, \varepsilon$ единожды-конфлюэнтной функции Гойна H_C , а также показатели $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ определяются (в общем случае комплексными) входными параметрами U_0^* и $\delta_{0,1,2}$ как [20]:

$$\gamma = 2\alpha_1 - i\delta_1 - k_1, \quad \delta = 2\alpha_2 - i\delta_2 - k_2, \quad \varepsilon = 2\alpha_0 - i\delta_0, \quad (9)$$

$$\alpha = -i\delta_0(\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_0) + \alpha_0(\gamma + \delta - \varepsilon) + Q^{(3)}(0)/6, \quad (10)$$

$$q = \alpha_0(\alpha_0 - i\delta_0 - k_1 - i\delta_1) + \alpha_2(1 - \alpha_2 + k_1 + i\delta_1 + k_2 + i\delta_2) + \alpha_1(1 - \gamma - \delta + \varepsilon + \alpha_1) - Q''(0)/2 - Q'''(0)/6, \quad (11)$$

где

$$Q(z) = U_0^{*2} z^{2k_1+2} (z-1)^{2k_2+2}, \quad (12)$$

и

$$\alpha_0^2 - i\alpha_0\delta_0 = -Q^{(4)}(1)/4!, \quad (13)$$

$$\alpha_1^2 - \alpha_1(1 + k_1 + i\delta_1) = -Q(0), \quad (14)$$

$$\alpha_2^2 - \alpha_2(1 + k_2 + i\delta_2) = -Q(1). \quad (15)$$

3. Безусловно и условно точно решаемые модели класса единожды-конфлюэнтной функции Гойна

Безусловно точно, а также условно точно решаемые двухуровневые модели класса единожды-конфлюэнтной функции Гойна получаются обрыванием рядов для разложений единожды-конфлюэнтной функции Гойна по вырожденным функциям Куммера [29,30]. Для применения этого подхода выясним, могут ли условия обрывания удовлетворяться параметрами, которые задаются

уравнениями (9)–(15). Начальное наблюдение тут такое: условия обрывания рядов всегда накладывают два ограничения на параметры вовлеченной единожды-конфлюэнтной функции Гойна. Одно из этих ограничений накладывается на характеристический показатель (конечной или бесконечной) сингулярной точки единожды-конфлюэнтного уравнения Гойна, а второе ограничение приводит к полиномиальному уравнению для вспомогательного параметра этого уравнения.

Можно показать, что первое ограничение, накладываемое на характеристический показатель, в общем случае ведет к условно решаемым конфигурациям поля, для которых вовлеченные параметры поля не меняются независимо. Однако, есть четыре важных исключения, которые приводят к безусловно точно решаемым моделям. Первые три случая воспроизводят известные конфлюэнтные модели Ландау-Зинера-Майорана-Штукелберга, Никитина и Кротерса-Гюгса в то время, как четвертая модель новая, ранее не встреченная в литературе. И эта последняя модель определяется через W -функцию Ламберта [33,34].

Для того, чтобы показать, как получаются условно или безусловно точно решаемые конфигурации поля и для того, чтобы идентифицировать безусловно точно решаемую Ламберт- W модель, рассмотрим, например, разложение единожды-конфлюэнтной функции Гойна по вырожденным гипергеометрическим функциям Куммера [29,30]:

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cdot {}_1F_1((\alpha/\varepsilon) + n; \gamma + \delta + n; -\varepsilon z), \quad (16)$$

где коэффициенты разложения удовлетворяют трехчленному рекуррентному соотношению

$$R_n c_n + Q_{n-1} c_{n-1} + P_{n-2} c_{n-2} = 0 \quad (17)$$

с коэффициентами, которые задаются уравнениями

$$R_n = -n(\gamma + \delta + n - 1), \quad (18)$$

$$Q_n = n(\gamma + \delta + n - 1) + (\varepsilon n + \alpha) - q, \quad (19)$$

$$P_n = -\frac{(\delta + n)(\varepsilon n + \alpha)}{\gamma + \delta + n}. \quad (20)$$

Условие обрывания ряда для некоторого целого числа $N = 0, 1, 2, \dots$ сводится к уравнению $P_N = 0$. Следовательно, нужно взять $\alpha/\varepsilon = -N$ или $\delta = -N$. Из уравнения (16) видно, что функции разложения для первого случая дают полиномиальные решения единожды-конфлюэнтного уравнения Гойна. Для анализа более сложного неполиномиального решения рассмотрим второй вариант:

$$\delta = -N, \quad (21)$$

что есть ограничение, накладываемое на характеристический показатель сингулярности единожды-конфлюэнтного уравнения Гойна в точке $z = 1$. Наряду с этим, проанализируем уравнение для показателя α_2 пре-факторной функции $\varphi(z)$ решения (8), то есть второе уравнение (9) и уравнение (15):

$$\delta = 2\alpha_2 - i\delta_2 - k_2, \quad (22)$$

$$\alpha_2^2 - \alpha_2(1 + k_2 + i\delta_2) = -Q(1). \quad (23)$$

Исключая α_2 , получаем одно уравнение

$$(\delta + k_2 + i\delta_2)(\delta - k_2 - 2 - i\delta_2) = -4Q(1). \quad (24)$$

Анализируя это уравнение, заметим, что функция $Q(z)$ зависит только от амплитудного параметра U_0^* : $Q(z) = U_0^{*2} z^{2k_1+2} (z-1)^{2k_2+2}$, так что $Q(1)$ есть функция только от U_0^* . Понятно, что если δ – фиксированная константа, мы получаем уравнение, левая часть которого зависит от параметра расстройки δ_2 , в то время как правая часть уравнения зависит от амплитудного параметра U_0^* . Таким образом, в общем случае параметры δ_2 и U_0^* не меняются независимо, эти параметры связаны уравнением (24). Именно поэтому модели, решаемые в вырожденных гипергеометрических функциях, в общем случае условно точно решаемые.

Интересное исключение – когда обе части уравнения (24) одновременно исчезают. В этом случае условие $Q(1) = 0$ дает $k_2 \neq -1$. Более того, из уравнения (24) мы делаем вывод, что параметр расстройки в этом случае либо фиксированная постоянная, либо также исчезает. В первом случае мы получаем диссипативные условно точно решаемые двухуровневые модели, в то время как второй случай, когда $\delta_2 = 0$, приводит к безусловно точно решаемым моделям. Заметим, что при этом возможные безусловно решаемые модели могут быть не более трех-параметрическими, так как они вовлекают только три параметра U_0^* , δ_0 и δ_1 .

Для точно решаемых моделей, для которых $\delta_2 = 0 \cup Q(1) = 0$, уравнение (24) записывается как

$$(\delta + k_2)(\delta - k_2 - 2) = 0. \quad (25)$$

Тут есть ограничение на δ (неположительное целое число), а также k_2 может иметь только четыре значения (целые или полуцелые): $k_2 = -1/2, 0, 1/2, 1$ (не забываем, что $k_2 \neq -1$). С этими ограничениями выясняем, что точно решаемые модели могут быть конструированы только для наборов $\delta = k_2 = 0$ или $\delta = -1 \cup k_2 = 1$. Случай $\delta = 0$ и $\delta_2 = k_2 = 0$ сразу же ведет к известным моделям Ландау-Зинера [2–5], Никитина [6] и Кротерса-Гюгса [7]. Мы же ниже проанализируем второй, другой набор.

4. Вырожденная гипергеометрическая точно решаемая двухуровневая модель, пересечение уровней которой задается W-функцией Ламберта

Итак, мы рассматриваем тот случай, когда разложение в ряд по вырожденным гипергеометрическим функциям Куммера решения единожды-вырожденного уравнения Гойна, вовлеченного в решение (8), обрывается на втором члене, то есть в этом случае $\delta = -1$. Как было показано выше, для точно решаемых моделей должно быть $\delta_2 = 0$ и $k_2 = 1$. Используя это ограничение, из второго уравнения (9) мы опять получаем $\alpha_2 = 0$. Теперь, для $\delta = -1$, второе условие обрывания ряда (16) (так называемое q -уравнение) записывается как [29,30]:

$$q^2 - q(2\alpha - 1 + \gamma + \varepsilon) + \alpha(\alpha + \gamma + \varepsilon) = 0. \quad (26)$$

Подставляя сюда уравнения (9)–(15), видим, что это уравнение удовлетворяется только если $k_1 = -1$. Таким образом, мы делаем вывод, что есть только одна безусловно точно решаемая конфигурация.

Это класс № 5 ($k_{1,2} = -1, 1$) с $\delta_2 = 0$. Конфигурация поля задается формулами

$$U(t) = U_0^* \frac{z-1}{z} \frac{dz}{dt}, \quad \delta_i(t) = \left(\delta_0 + \frac{\delta_1}{z} \right) \frac{dz}{dt} \quad (27)$$

с произвольными (действительными или комплексными) U_0^* , δ_0 and δ_1 . Из первого уравнения (27) следует, что амплитудно-постоянная модель из этого класса определяется уравнением

$$\int \frac{z-1}{z} dz = -\frac{t}{\sigma} + C_0, \quad (28)$$

где параметры σ и C_0 определяют временную шкалу и константу интегрирования, а знак минус в правой части уравнения выбран для удобства. С выбором $C_0 = t_0 / \sigma + i\pi$, данный интеграл приводит к замене

$$z(t) = -W(e^{(t-t_0)/\sigma}), \quad (29)$$

где W есть W-функция Ламберта: элементарная функция, которая решает уравнение $z = We^z$ [33,34]. Таким образом, мы получаем безусловно точно решаемую конфигурацию

$$U(t) = U_0, \quad \Delta(t) = \Delta_R + \frac{\Delta_L - \Delta_R}{1 + W(e^{(t-t_0)/\sigma})}, \quad (30)$$

где $U_0^* = -U_0\sigma$, $\delta_0 = -\Delta_R\sigma$ и $\delta_1 = \Delta_L\sigma$. Эта модель описывает асимметричный во времени процесс пересечения уровней (см. рис.1). Нужно отметить, что именно эта асимметрия отличает эту модель от хорошо известной модели Демкова-Кунике [9]. Расстройка начинается с $\delta_i(t) = \Delta_L$ при $t = -\infty$ и заканчивается

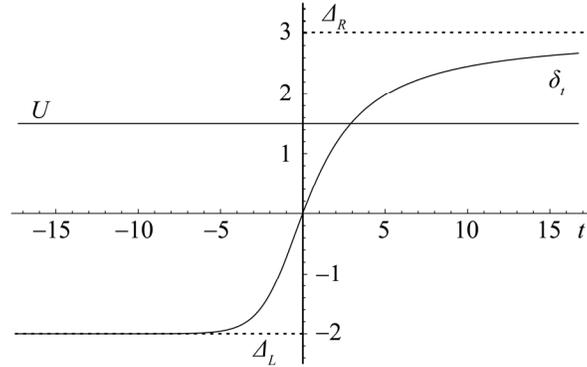


Рис.1. Точно решаемая вырожденная гипергеометрическая двухуровневая Ламберт-W модель (30) для $U_0 = 1.5$, $\Delta_L = -2$, $\Delta_R = 3$, $\sigma = 1$.

значением $\delta_t(t) = \Delta_R$ при $t = +\infty$.

Для того, чтобы пересечение резонанса происходило в точке $t = 0$, нужно выбрать

$$t_0 = \sigma \left(\frac{\Delta_L}{\Delta_R} + \ln \left(-\frac{\Delta_R}{\Delta_L} \right) \right). \quad (31)$$

Заметим, что фундаментальное решение единожды-конфлюэнтного уравнения Гойна для $\delta = -1$ и для вспомогательного параметра, удовлетворяющего уравнению (26) в явном виде записывается как [29,30]

$$H_c = {}_1F_1 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}; \gamma - 1; -\varepsilon z \right) + \frac{q - q\gamma + \alpha\gamma}{(\gamma - 1)(q - \alpha - \varepsilon)} {}_1F_1 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon} + 1; \gamma; -\varepsilon z \right). \quad (32)$$

Альтернативно это решение можно написать в более компактной форме, используя обобщенную вырожденную гипергеометрическую функцию Гурса ${}_2F_2$ [30]

$$H_c = {}_2F_2 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}, \frac{q}{q - \alpha}; \gamma, \frac{\alpha}{q - \alpha}; -\varepsilon z \right). \quad (33)$$

С учетом этих решений фундаментальное решение двухуровневой системы для модели (27), (28), согласно (8), записывается в вырожденных гипергеометрических функциях Куммера как ($\alpha_2 = 0$)

$$a_2 = e^{\alpha_0 z} z^{\alpha_1} H_C(\gamma, \delta, \varepsilon; \alpha, q; z). \quad (34)$$

Для обсуждения поведения этого решения удобнее переписывать общее решение двухуровневой задачи в следующей эквивалентной форме

$$a_2 = z^{i\sigma\lambda_L} e^{-i\sigma\lambda_R z} \left(F + A \frac{dF}{dz} \right), \quad (35)$$

$$F(z) = C_1 \cdot {}_1F_1(a; c; -\varepsilon z) + C_2 z^{1-c} {}_1F_1(a+1-c; 2-c; -\varepsilon z), \quad (36)$$

где $C_{1,2}$ произвольные постоянные,

$$(a, c, \varepsilon) = \left(\frac{i\sigma(2U_0^2 + \Delta_R \lambda_L + (\Delta_L - 2\lambda_L)\lambda_R)}{\Delta_R - 2\lambda_R}, i\sigma(2\lambda_L - \Delta_L), i\sigma(\Delta_R - 2\lambda_R) \right), \quad (37)$$

и

$$A = \frac{2U_0^2 + (\Delta_L + \Delta_R - 2\lambda_L)\lambda_L}{a(\Delta_R - \lambda_L - \lambda_R)(\Delta_R - 2\lambda_R)}. \quad (38)$$

Здесь $\lambda_{L,R}$ – квази-энергии при $t \rightarrow \mp\infty$:

$$\lambda_L = \frac{1}{2}(\Delta_L \mp \sqrt{\Delta_L^2 + 4U_0^2}), \quad \lambda_R = \frac{1}{2}(\Delta_R \mp \sqrt{\Delta_R^2 + 4U_0^2}). \quad (39)$$

Заметим, что здесь применимы все комбинации знаков $\lambda_{L,R}$, и при этом каждая возможная пара производит независимое фундаментальное решение. Для определенности, мы берем знак минус для обеих квази-энергий.

Далее, рассмотрим асимптоты $a_2(t)$ при $t \rightarrow \mp\infty$. Для этого исследуем поведение замены независимой переменной $z(t)$ на бесконечности. Пользуясь свойствами W-функции Ламберта [18], можно получить следующие асимптоты:

$$z|_{t \rightarrow -\infty} \sim -e^{(t-t_0)/\sigma}, \quad (40)$$

$$z|_{t \rightarrow +\infty} \sim -\frac{t-t_0}{\sigma} + \left(1 - \frac{\sigma}{t-t_0}\right) \ln\left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right). \quad (41)$$

Как видно, асимптота при $t \rightarrow -\infty$ экспоненциальная, в то время, как асимптота при $t \rightarrow +\infty$ становится линейной на больших временах (см. рис.2).

Далее, пользуясь стандартными асимптотами для функций Куммера [18], мы находим

$$a_2|_{t \rightarrow -\infty} \approx C_1 \left(1 - \frac{aA\varepsilon}{c}\right) e^{i\lambda_{1L}(t-t_0+i\pi\sigma)} + C_2 A(1-c) e^{i\lambda_{2L}(t-t_0+i\pi\sigma)}, \quad (42)$$

где

$$\lambda_{1L} = \frac{1}{2}(\Delta_L - \sqrt{\Delta_L^2 + 4U_0^2}), \quad (43)$$

$$\lambda_{2L} = \frac{1}{2}(\Delta_L + \sqrt{\Delta_L^2 + 4U_0^2}). \quad (44)$$

Из условия, что при $t \rightarrow -\infty$ система начинает с *первой* квази-энергии λ_{1L} , мы находим $C_2 = 0$, и, следовательно,

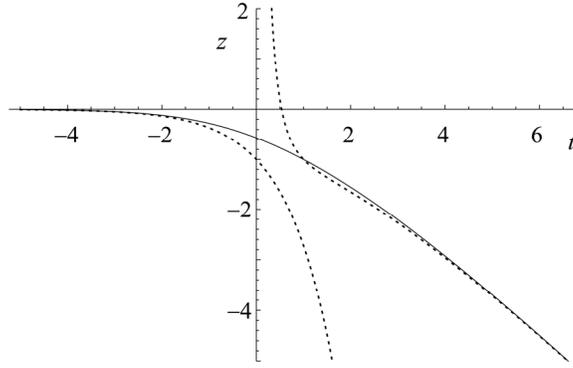


Рис.2. Замена переменной (29) (сплошная линия) и ее асимптоты (40) и (41) (пунктирные линии), $\sigma = 1$.

$$a_2|_{t \rightarrow -\infty} \sim C_1 \left(1 - \frac{aA\varepsilon}{c}\right) e^{i\lambda_{1L}t}, \quad (45)$$

$$a_1|_{t \rightarrow -\infty} = \frac{ia'_2}{Ue^{-i\Delta_L t}} \Big|_{t \rightarrow -\infty} \sim \frac{i\lambda_{1L}}{U_0} C_1 \left(1 - \frac{aA\varepsilon}{c}\right) e^{i(\Delta_L + \lambda_{1L})t}. \quad (46)$$

Условие нормировки $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ дает

$$|C_1|^2 = \frac{c^2 e^{2\pi\lambda_{1L}} U_0^2}{(c - aA\varepsilon)^2 (U_0^2 + \lambda_{1L}^2)}. \quad (47)$$

Теперь, для того, чтобы понять поведение системы в конце процесса взаимодействия $t \rightarrow +\infty$, применим асимптоту (41) и получим

$$a_2|_{t \rightarrow +\infty} \approx C_1 \left(-\frac{t\varepsilon}{\sigma}\right)^{-a} \left(-\frac{t}{\sigma}\right)^{i\sigma\lambda_{1L}} \left(\frac{t}{\sigma}\right)^{-i\sigma\lambda_{1R}} \times \left(\frac{\Gamma(c)}{\Gamma(c-a)} e^{i\lambda_{1R}(t-t_0)} + (1-A\varepsilon)(-\varepsilon)^a \varepsilon^{a-c} \left(\frac{t}{\sigma}\right)^{2a-c-\varepsilon} \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)} e^{i\lambda_{2R}(t-t_0)} \right), \quad (48)$$

где

$$\lambda_{1R} = \frac{1}{2} \left(\Delta_R - \sqrt{\Delta_R^2 + 4U_0^2} \right), \quad (49)$$

$$\lambda_{2R} = \frac{1}{2} \left(\Delta_R + \sqrt{\Delta_R^2 + 4U_0^2} \right). \quad (50)$$

Выражение для вероятности того, что населенность при $t \rightarrow +\infty$ останется на первом квази-энергетическом уровне, а также выражение для вероятности перехода на второй квази-энергетический уровень довольно сложны и поэтому мы их тут не приводим.

5. Заключение

Для временной квантовой двухуровневой задачи мы представили точно решаемую вырожденную гипергеометрическую амплитудно-постоянную модель с пересечениями уровней, когда функция расстройки задается W-функцией Ламберта. Эта модель принадлежит к единожды-конфлюэнтному классу Гойна с $k_{1,2} = (-1, +1)$. Модель описывает асимметричное во времени возбуждение квантовой двухуровневой системы внешним оптическим лазерным излучением. Мы представили подробный вывод общего решения задачи для этой модели, которое записывается комбинацией двух фундаментальных решений, каждое из которых задается неупрощаемой суммой двух функций Куммера.

Исследование поддержано Российско-армянским (Славянским) университетом в рамках гранта от Министерства образования и науки РФ, а также ГКН МОН Армении (грант № 18RF-139 и 18T-1C276) и Армянским национальным фондом науки и образования (грант ANSEF №PS-4986). Автор благодарит Фонд армянской науки и технологий (FAST) за аспирантский грант а также посольство Франции в Армении за докторский грант.

ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W. Shore.** The Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley, 1990.
2. **L.D. Landau.** Phys. Z. Sowjetunion, **2**, 46 (1932).
3. **C. Zener.** Proc. R. Soc. London, Ser. A, **137**, 696 (1932).
4. **E. Majorana.** Nuovo Cimento, **9**, 43 (1932).
5. **E.C.G. Stückelberg.** Helv. Phys. Acta., **5**, 369 (1932).
6. **E.E. Nikitin.** Discuss. Faraday Soc., **33**, 14 (1962).
7. **D.S.F. Crothers, J.G. Hughes.** J. Phys. B, **10**, L557 (1977).
8. **N. Rosen, C. Zener.** Phys. Rev., **40**, 502 (1932).
9. **Ю. Демков, М. Кунике.** Вестник ЛГУ, физ.-хим., **16**, 39 (1969).
10. **A. Bambini, P.R. Berman.** Phys. Rev. A, **23**, 2496 (1981).
11. **F.T. Hioe, C.E. Carroll.** Phys. Rev. A, **32**, 1541 (1985).
12. **F.T. Hioe, C.E. Carroll.** J. Opt. Soc. Am. B, **3**(2), 497 (1985).
13. **C.E. Carroll, F.T. Hioe.** J. Phys. A, **19**, 3579 (1986).
14. **A.M. Ishkhanyan.** J. Phys. A, **30**, 1203 (1997).
15. **A.M. Ishkhanyan.** Optics Communications, **176**, 155 (2000).
16. **A.M. Ishkhanyan.** J. Phys. A, **33**, 5539 (2000).
17. **A. Ronveaux.** Heun's Differential Equations, London, Oxford University Press, 1995.
18. NIST Handbook of Mathematical Functions. F.W.J. Olver, D.W. Lozier, R.F. Boisvert, C.W. Clark (eds.). New York, Cambridge University Press, 2010.
19. **A.M. Ishkhanyan, T.A. Shahverdyan, T.A. Ishkhanyan.** Eur. Phys. J. D, **69**, 10 (2015).
20. **A.M. Ishkhanyan, A.E. Grigoryan.** J. Phys. A, **47**, 465205 (2014).
21. **T.A. Shahverdyan, T.A. Ishkhanyan, A.E. Grigoryan, A.M. Ishkhanyan.** J. Contemp.

- Phys. (Armenian Ac. Sci.), **50**, 211 (2015).
22. **R. Vidunas, G. Filipuk.** Funkcialaj Ekvacioj, **56**, 271 (2013).
 23. **R.S. Maier.** J. Differential Equations, **213**, 171 (2005).
 24. **N. Svartholm.** Math. Ann., **116**, 413 (1939).
 25. **A. Erdélyi.** Q. J. Math. (Oxford), **15**, 62 (1944).
 26. **D. Schmidt.** J. Reine Angew. Math., **309**, 127 (1979).
 27. **L.J. El-Jaick, B.D.B. Figueiredo.** J. Math. Phys., **49**, 083508 (2008).
 28. **T.A. Ishkhanyan, A.M. Ishkhanyan.** Ann. Phys., **383**, 79 (2017).
 29. **T.A. Ishkhanyan, A.M. Ishkhanyan.** AIP Advances, **4**, 087132 (2014).
 30. **T.A. Ishkhanyan, A.M. Ishkhanyan.** Appl. Math. Comput., **338**, 624 (2018).
 31. **G. Saget, A.M. Ishkhanyan, C. Leroy, T.A. Ishkhanyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **52**, 324 (2017).
 32. **A.M. Manukyan, T.A. Ishkhanyan, M.V. Hakobyan, A.M. Ishkhanyan.** IJDEA, **13**, 231 (2014).
 33. **J.H. Lambert.** Acta Helvetica, **3**, 128 (1758).
 34. **L. Euler.** Acta Acad. Scient. Petropol., **2**, 29 (1783).
 35. **L.J. Slater.** Generalized hypergeometric functions, Cambridge, Cambridge University Press, 1966.

A LAMBERT-W EXACTLY SOLVABLE LEVEL-CROSSING CONFLUENT HYPERGEOMETRIC TWO-STATE MODEL

T.A. ISHKHANYAN

We introduce a new exactly integrable level-crossing model of quantum semiclassical two-state problem for which the analytic solution is written in terms of the Kummer confluent hypergeometric functions. This is a constant-amplitude field-configuration describing an asymmetric-in-time level-crossing process for which the laser field frequency detuning is given in terms of the Lambert-W function. The general solution of the problem for this model is written as a linear combination, with arbitrary constant coefficients, of two fundamental solutions each of which presents an irreducible linear combination of two confluent hypergeometric functions. We present the fundamental solutions and analyze the behavior of the system in the external field defined by the specific field configuration.

УДК 532.738

МЕТОД ОПТИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ УПОРЯДОЧЕННЫХ МИКРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛИМЕРА

А.Л. МАРГАРЯН^{1*}, В.К. АБРАМЯН¹, Н.Г. АКОПЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН¹,
П.К. ГАСПАРЯН¹, В.В. БЕЛЯЕВ², А.С. СОЛОМАТИН², Д.Н. ЧАУСОВ²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Московский государственный областной университет, Москва, Россия

*e-mail: marhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 21 декабря 2018 г.)

Разработан метод записи матрицы кольцеобразных микроструктур за счет постполимеризации уже сориентированного слоя жидкокристаллического полимера под воздействием интенсивного сфокусированного светового излучения. С использованием разработанной техники реализован элемент в виде матрицы микроструктур. Исследован процесс переориентации микроструктуры с твист-ориентацией в гомогенно планарно-ориентированной среде при приложении электрического поля.

1. Введение

Недавно синтезированные жидкокристаллические (ЖК) полимеры [1], сочетающие двулучепреломление жидких кристаллов с механическими свойствами полимеров, в силу своих уникальных свойств позволили создать оптические элементы нового поколения с применением различных методов оптической записи. На основе этих материалов были созданы не только периодические структуры с уникальными свойствами, но и оптические элементы с более сложным геометрическим распределением периодики [2, 3]. В последние годы особую актуальность приобрели матричные системы микролинз в связи с применением в таких областях как оптическая коммуникация, 2D/3D переключаемые дисплеи, создание 3D изображения и т.д.

Сегодня существуют различные методы изготовления матрицы микролинз на основе ЖК полимера. Так, например, в [4], методом ламинации формируются углубления, в которые вводится ЖК мономер и затем полимеризуется под воздействием УФ излучения. Такая система обладает множеством преимуществ: она электрически управляемая, для линейно поляризованного света проявляет практически 100% эффективность и имеет короткие времена отклика.

Возможно также создание структур с переключаемым фокальным расстоянием линзы от отрицательных до положительных значений [5]. В работе [6] представлена матрица микролинз с несколькими управляющими электродами, изготовленная в нематической ЖК ячейке методом поляризационной голографии. В другом случае [7] матрица микролинз реализована в виде ЖК ячейки, верхняя подложка которой покрыта сплошным слоем ИТО (оксиды индия и олова), а нижняя имеет два структурированных ИТО электрода. Такая система позволяет формировать необходимый профиль градиента показателя преломления в слое ЖК-мономер и изменять фокусное расстояние линзы.

С другой стороны, ЖК полимеры уникальны в связи с возможностью создания на их основе периодических микроструктур (круговая дифракционная волновая пластина, вихревые структуры разных порядков, линзы Френеля, оптические элементы Панчаратнама-Берри и т.д.) методом фотоориентирования, когда ориентация молекул ЖК задается с помощью поляризации записывающего света. Однако, как показывают наши исследования, с помощью интенсивного сфокусированного светового излучения за счет процесса постполимеризации в уже ориентированном полимерном слое возможно формирование кольцеобразных микроструктур и матриц на их основе.

2. Эксперимент

Как отмечено выше, для создания оптических элементов на основе ЖК полимера широко используется метод фотоориентирования. Технология предполагает выполнение двух основных операций: нанесение методом центрифугирования слоя фото-ориентируемого полимера толщиной 10–50 нм с последующим формированием необходимых граничных условий ориентирования путем полимеризации под воздействием поляризованного излучения; нанесение слоя ЖК полимера толщиной 1–2 мкм, который ориентируется соответственно заданным граничным условиям, и фиксация ориентации молекул ЖК под воздействием неполяризованного УФ излучения. В результате получается стабильная, оптически прозрачная среда, которая, соответственно граничным условиям, приобретает определенную функциональность. Например, планарно-ориентированный слой может функционировать как фазовая пластина. Более того, используя ее в качестве оптической среды, можно сфокусированным лазерным лучом создать в ней упорядоченные микроструктуры, например, в виде матрицы. По сути, это является дополнительным, постпроцессным шагом формирования оптического интерфейса и представляет собой метод поточечной, или, как принято называть, прямой записи оптического элемента. По вышеописанной методике нами реализован элемент в виде матрицы микроструктур. Ниже приводим описание техники изготовления.

2.1. Изготовление опорного образца

Опорный образец (мастер) представляет собой фазовую пластину, изготовленную на стеклянной подложке, на которую методом центрифугирования нанесен слой линейно-фотополимеризуемого полимера. Планарная ориентация формируется с помощью линейно-поляризованного излучения He:Сd лазера (325 нм). Далее наносится слой ЖК полимера и полимеризуется облучением неполяризованным излучением УФ светодиода (365 нм). В результате получается фазовая пластина с высоким качеством планарной ориентации.

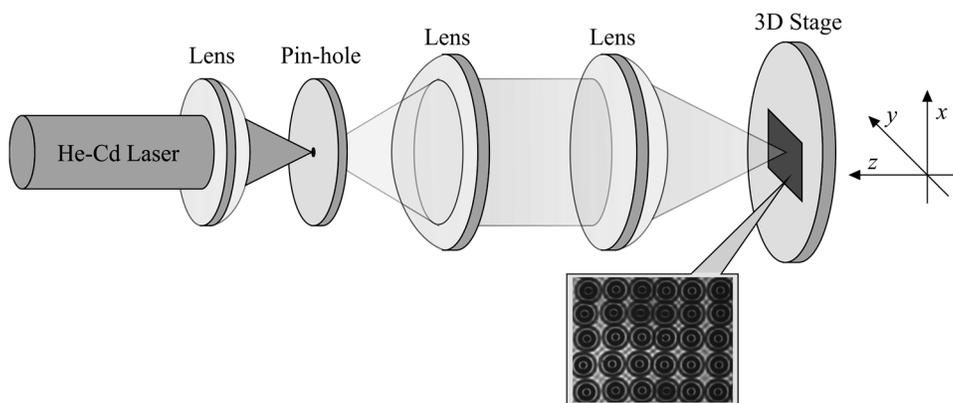


Рис.1. Оптическая схема записи.

Для формирования матрицы опорный образец устанавливается на трехкоординатный столик и облучается пространственно-отфильтрованным и сфокусированным лучом He:Сd лазера (рис.1).

Когда подложка установлена строго в плоскости фокуса, в каждой точке облучения в течение определенного времени Δt образуется изотропный участок («дырка»). Причиной образования такой микроструктуры, скорее всего, является стимулированная сфокусированным лазерным лучом термическая диффузия молекул жидкого кристалла. Перемещая образец по координатам x и y , можно поточечно формировать матрицу «дырок». Перемещение по координате z вдоль перетяжки приводит к формированию микроструктуры в виде группы concentric окружностей. Размер такого элемента определяется количеством окружностей, число которых можно регулировать перемещением подложки вдоль координаты z (рис.1). Описанным методом нами получены матрицы упорядоченных микроструктур, микроскопические изображения которых приведены на рис. 2а, а дифракционная картина, полученная на выходе записанных матриц, приведена на рис.2б. Как видно из рисунка, форма дифракционной картины практически повторяет форму соответствующего микроэлемента.

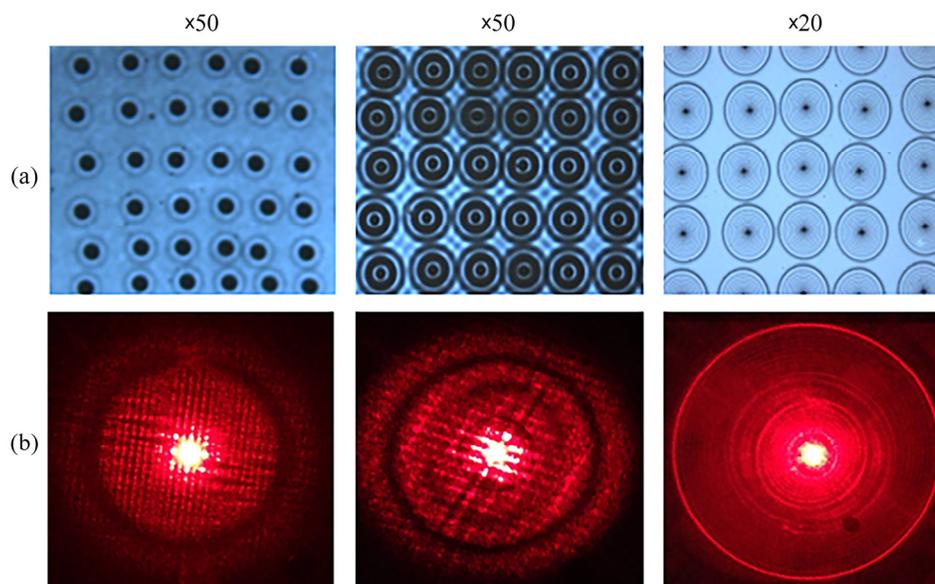


Рис.2. (а) – микроскопические изображения матриц упорядоченных микроструктур, полученных при различных позициях подложки вдоль перетяжки лазерного луча (координаты z); (б) – дифракционная картина, полученная на выходе записанных матриц.

2.2. Тиражирование

Прямая запись матрицы упорядоченных микроструктур является длительным процессом, включающим как время поточечного сканирования, так и время, необходимое для формирования отдельного элемента. Значительно быстрее является описанный ниже метод тиражирования.

Для простоты примем, что каждый элемент матрицы представляет собой микроотверстие в планарно-ориентированной среде ЖК полимера. Матрица освещается линейно-поляризованной плоской световой волной. Свет, прошедший через микроотверстие, не меняет поляризацию, а свет, прошедший через среду вокруг него меняет поляризацию на 90° , т.к. среда является двулучепреломляющей (рис.3). Впритык к мастеру устанавливается подложка, покрытая слоем фотоориентанта. После освещения на площадке за микроотверстием ориентация молекул ЖК не меняется, а вокруг этой площадки ориентация будет перпендикулярна начальной.

После экспозиции на ориентирующий слой наносится ЖК полимер и получается фазовая пластина с соответствующей структурой, где ориентация молекул ЖК на участках, соответствующих микроотверстиям, отлична от ориентации вокруг них.

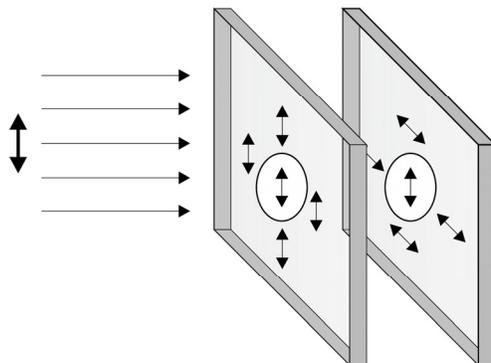


Рис.3. Схема, демонстрирующая принцип процесса тиражирования.

2.3. Изготовление и исследование ЖК ячейки

С целью исследования поведения матрицы микроструктур под воздействием электрического поля нами изготовлена специальная ЖК ячейка. Используются стеклянные подложки, покрытые прозрачным проводящим ITO слоем, на одной из которых задана гомогенно-планарная ориентация, а на другой сформирована матрица микроотверстий согласно вышеописанной технике. Подложки накладываются друг на друга таким образом, чтобы в области микроотверстия обеспечивалась твист, а вокруг нее – параллельно-планарная ориентация. Между подложками устанавливаются спейсеры толщиной 20 мкм. Ячейка заполняется жидким кристаллом в вакууме и герметизируется.

Исследован процесс переориентации микроструктуры с твист-ориентацией в гомогенно планарно-ориентированной среде при приложении электрического поля. Наблюдения велись под поляризационным микроскопом между

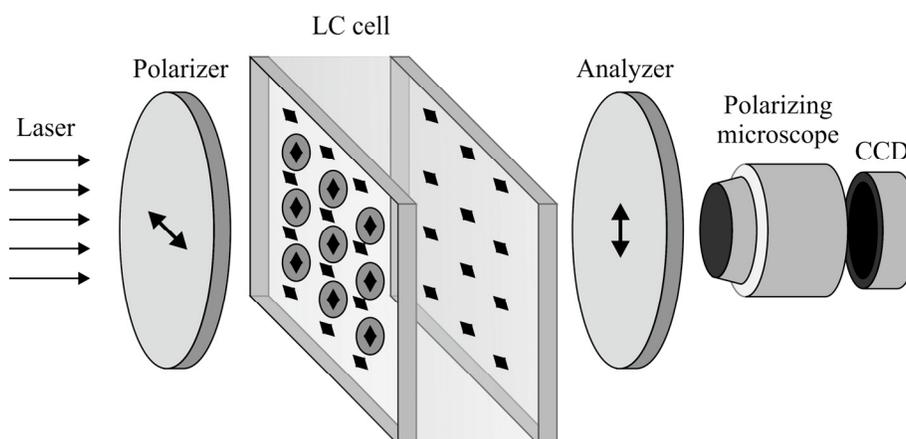


Рис.4. Оптическая схема исследования процесса переориентации микроструктуры под воздействием электрического поля.

скрещенными и параллельными поляризаторами для случаев когда планарная ориентация параллельна входному поляризатору и составляет с ним угол 45° (рис.4).

На рис.5. приведены изображения микроструктуры, полученные под поляризационным микроскопом, в отсутствие электрического поля и когда к ячейке приложено напряжение 30 В.

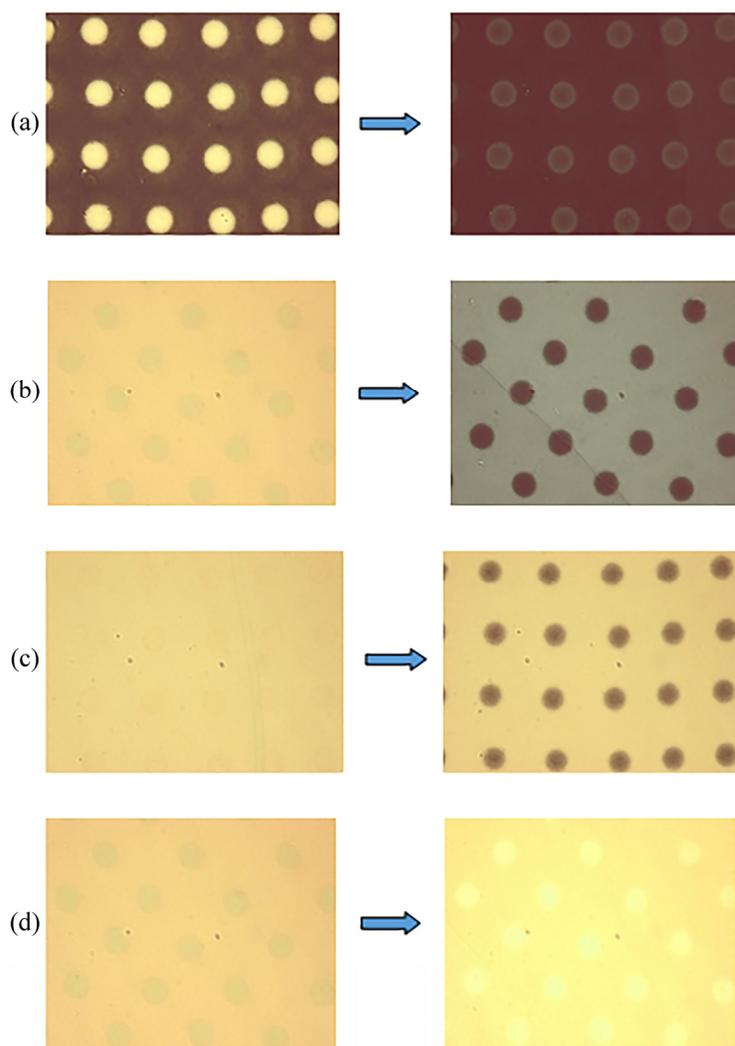


Рис.5. Изображения микроструктуры, полученные под микроскопом, когда ячейка установлена между: скрещенными поляризаторами, планарная ориентация параллельна входному поляризатору (a) и составляет с ним угол 45° (b); параллельными поляризаторами, планарная ориентация параллельна входному поляризатору (c) и составляет с ним угол 45° (d).

Видно, что, когда ячейка расположена между скрещенными поляризаторами и планарная ориентация параллельна входному поляризатору (рис.5а), микроструктура имеет твист-ориентацию, так как свет проходит через нее. При приложении напряжения микроструктура и окружающая область закрываются, но остается небольшой контраст. Между параллельными поляризаторами оба участка открыты, а при приложении напряжения возникает контраст (рис.5с). Когда планарная ориентация составляет угол 45° с входным поляризатором, разница между участками с планарной и твист ориентациями практически не заметна. Однако, при приложении напряжения контраст восстанавливается как при наблюдении между скрещенными, так и параллельными поляризаторами (рис.5b и рис.5d). Здесь следует обратить внимание, что при приложении напряжения переориентация молекул ЖК в микроструктурах происходит с сохранением контраста, что, вероятно, обусловлено периодичностью сил твист и планарной деформаций.

3. Заключение

В работе представлена методика формирования оптического интерфейса, позволяющая создать матрицу элементов типа микролинз в уже сориентированной среде ЖК полимера. Реализованы жидкокристаллические микроструктурные оптические элементы и рассмотрены их дифракционные свойства. Показана возможность управления такими элементами с помощью электрического поля, когда на одной из подложек ЖК ячейки сформирована матрица микроэлементов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS 18RF-118/ РФФИ 18-57-05002_Арм_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V. Chigrinov, V. Kozenkov and H.-S. Kwok.** Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications. John Wiley & Sons (2008).
2. **S. Nersisyan, N. Tabiryan, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** Optics Express, **17**, 11926 (2009).
3. **S.R. Nersisyan, N.V. Tabiryan, L. Hoke, D.M. Steeves, B. Kimball.** Optics Express, **17**, 1817 (2009).
4. **H. Ren, Y.-H. Fan, S.-T. Wu.** Optics Letters, **14**, 1608 (2004).
5. **C.-J. Hsu, C.-H. Liao, B.-L. Chen, S.-Y. Chih, C.-Y. Huang.** Optics Express, **22**, 25925 (2014).
6. **U. Ruiz, P. Pagliusi, C. Provenzano, E. Lepera, G. Cipparrone.** Applied Optics, **54**, 3303 (2015).
7. **H. Ren, S. Xu, S.-T. Wu.** Optics Letters, **38**, 3144 (2013).

ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾ
ՄԻԿՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Հ.Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Վ.Կ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ն.Հ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Պ.Կ. ԳԱՄՊԱՐՅԱՆ, Վ.Վ. ԲԵԼՅԱԵՎ, Ա.Ս. ՍՈԼՈՄՍՏԻՆ, Դ.Ն. ՉԱՌԻՍՈՎ

Մշակված է ինտենսիվ կիզակետված լուսային ճառագայթի ազդեցությամբ հեղուկ բյուրեղային պոլիմերի շերտում հետպոլիմերիզացման շնորհիվ շրջանաձև միկրոկառուցվածքների գրանցման տեխնիկան: Մշակված մեթոդով պատրաստված է միկրոկառուցվածքների մատրիցայի տեսքով տարր: Ուսումնասիրված է էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ թվիստ կողմնորոշմամբ միկրոկառուցվածքի վերակողմնորոշման պրոցեսը պլանար կողմնորոշված միջավայրում:

OPTICAL RECORDING METHOD OF PATTERNED MICROSTRUCTURES BASED ON LIQUID CRYSTAL POLYMER

H.L. MARGARYAN, V.K. ABRAHAMYAN, N.H. HAKOBYAN,
V.M. AROUTIOUNIAN, P.K. GASPARYAN, V.V. BELYAEV,
A.S. SOLOMATIN, D.N. CHAUSOV

A technique for recording a matrix of ring-shaped microstructures by post-polymerization of an already oriented layer of liquid crystal polymer under the influence of high intensive focused light radiation is developed. Using the developed technique, a microstructures matrix patterned element is realized. The reorientation process of the microstructure with twist orientation in a homogeneously planar-oriented medium under the influence of electric field is investigated.

УДК 621.315

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В НАНОСФЕРИЧЕСКОЙ ЯДРО/СЛОЙ/СЛОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ InP/InAs/InP

В.А. АРУТЮНЯН, М.А. МКРТЧЯН, Э.М. КАЗАРЯН, Д.Б. АЙРАПЕТЯН*

Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: dhayrap82@gmail.com

(Поступила в редакцию 01 ноября 2018 г.)

В приближении изотропной эффективной массы и в режиме сильного размерного квантования теоретически рассмотрены одночастичные состояния носителей заряда в наносферической гетероструктуре InP/InAs/InP. Приведены результаты численных расчетов энергетических уровней носителей заряда при различной толщине квантующего слоя InAs указанной гетерофазной структуры. Показано, что соответствующим выбором толщины слоя возможно добиться желаемого значения и положения уровней размерного квантования носителей заряда в слое. Рассмотрены также межзонные оптические переходы в слое InAs. Рассчитаны значения эффективного уширения ширины запрещенной зоны слоя InAs в зависимости от толщины слоя. Численными расчетами показано, что поглощение имеет резонансный характер и в спектре межзонного поглощения доминируют диагональные переходы. Приведены значения пороговых частот и кривые поглощения для нескольких диагональных переходов с участием как легких, так и тяжелых дырок. Построены также спектры фотолюминесценции в наносферической гетероструктуре InP/InAs/InP для различных температур, близких к комнатной.

1. Введение

Наряду с многими низкоразмерными полупроводниками, в последние два десятилетия интенсивно исследуются также сферически - симметричные полупроводниковые нанорадиальные структуры ядро/ слой/слой [1–5]. Эти гетерофазные композиции комбинируют и синтезируют в себе одновременно ряд свойств квантовых точек и квантовых пленок и в плане приборного применения являются более многофункциональными, чем отдельно взятые одиночные квантовые пленки и квантовые точки [6, 7]. Благодаря своим уникальным физическим свойствам структуры ядро/слой/слой в настоящее время широко используются как в приборах оптоэлектроники и наноэлектроники [6–12], так и в областях современной биологии и медицины [13–17].

Физической основой широкого применения названных наноструктур, как в настоящее время, так и в перспективе, является проявление в них эффекта размерного квантования носителей заряда, благодаря чему такие структуры проявляют ряд новых свойств, принципиально невозможных в массивных образцах. Сферическая ядро/слой/слой композиция с квантовой ямой в первом слое представляют собой широкозонную квантовую точку-ядро, покрытую полупроводником с более узкой запрещенной зоной. Последний в свою очередь покрыт слоем из того же широкозонного материала, что и ядро. Ясно, что для достижения необходимой степени контролируемого управления свойствами подобных структур, наряду с геометрическими размерами и конфигурацией образца, важнейшим фактором является также и выбор материалов компонент данной наноконструкции ядро/слой/слой. Именно соотношениями между характеристиками компонент структуры будут определяться глубина квантовой ямы в первом слое композиции, степень размерного квантования носителей, количество уровней в яме, возможность ионизации ямы и др. Среди этих композиций имеются такие ядро/слой/слой структуры, в которых глубина квантовой ямы для электронных и дырочных состояний примерно одинакова, а сама яма довольно мелкая. Наличие этих факторов делает возможным посредством вариации толщины слоя регулировать как число энергетических уровней в каждой квантовой яме, так и положение самих уровней. Типичным и одним из важных представителей подобных структур является сферическая ядро/слой/слой наноконструкция InP/InAs/ InP. Интерес к этой структуре обусловлен прежде всего тем, что, наряду с другими полупроводниковыми материалами, в плане приборного применения прочное место занимают также полупроводниковые соединения III-V [18–20] и, соответственно, - различные сферически-симметричные ядро/слой/слой структуры III-V/ III-V/ III-V [21, 22].

Благодаря своим индивидуальным свойствам соединения этой группы InP и InAs имеют широкое применение в полупроводниковой электронике как каждое в отдельности, так и в композиции с другими полупроводниковыми соединениями [23–28]. Поэтому несомненный интерес представляет рассмотрение свойств наносферической композиции InP/InAs/InP, в которой проявляются специфика соединений InP и InAs в условиях комбинированного размерного квантования, с одновременным проявлением квантовых размерных эффектов (КРЭ), характерных как для квантованной пленки, так и для квантовой точки. Тем более, что, начиная с определенных размеров образца, размерное квантование носителей в InAs возможно наблюдать в «чистом» виде - в режиме сильного квантования, т.е. без «помех» со стороны кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой [29]. Подобные состояния в квазиодномерных ядро/слой/слой структурах InP/InAs/InP рассмотрены в работах [30–33].

В настоящей работе теоретически рассматриваются состояния носителей заряда в наносферической ядро/слой/слой структуре InP/InAs/InP и, соответственно, спектры межзонного оптического поглощения в этой структуре.

2. Энергетический спектр носителей заряда в структуре InP/InAs/InP

В таблице 1 приведены основные физические характеристики массивных кристаллов InP и InAs.

Табл.1. Основные физические характеристики массивных кристаллов InP и InAs (данные взяты из [29, 34–40])

Материал	a , нм	μ_{lh}/m_0	μ_c/m_0	μ_{hh}/m_0	a_{ex} , нм	E_g , эВ	U^c , эВ
InP	0.58687	0.089	0.08	0.6	11–15	1.344	–4.38
InAs	0.60583	0.026	0.023	0.41	34–36	0.354	–4.9

Здесь μ_c , μ_{lh} , μ_{hh} – эффективные массы электронов, легких и тяжелых дырок, соответственно, m_0 – масса свободного электрона, a – постоянная решетки, E_g – ширина запрещенной зоны массивного образца, U^c – электронное сродство зоны проводимости, a_{ex} – боровский радиус трехмерного экситона.

Как видно из таблицы, для контактирующих материалов энергетический разрыв на границе раздела составляет, соответственно $\Delta U_c = 0.52$ eV для зоны проводимости и $\Delta U_v = 0.47$ eV для валентной зоны. То есть нанослой InAs в рассматриваемой композиции для электронных и дырочных состояний будет представлять собой потенциальную яму конечной и примерно одинаковой глубины.

Внутренний и внешний радиусы слоя InAs обозначим через R_1 и R_2 , соответственно, а величина $L = R_2 - R_1$ является толщиной слоя. Толщина слоя при расчетах будет варьироваться в интервале $L \leq 12$ нм. Из таблицы ясно, что при таких значениях толщины слоя кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой в слое можно пренебречь. То есть в рассматриваемом случае для носителей заряда в слое InAs с достаточной точностью будет реализован режим сильного квантования. Все расчеты выполнены в приближении эффективной массы. Квантовая яма в радиальном направлении рассматривается в рамках модели прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины. Перейдем теперь к конкретным расчетам.

Для одночастичных состояний потенциальная яма слоя InAs будет следующей:

$$V(r) = \begin{cases} \Delta U, & r \leq R_1, r \geq R_2, \\ 0, & R_1 < r < R_2. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\Delta U \equiv \Delta U_c = 0,52$ eV для электронных состояний зоны проводимости и $\Delta U \equiv \Delta U_v = 0,47$ eV для дырочных состояний валентной зоны. Полную волновую функцию в сферических координатах (r, ϑ, φ) ищем в следующем виде:

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = \frac{\chi(r)}{\sqrt{r}} Y_{l,m}(\vartheta, \varphi). \quad (2)$$

Здесь $Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$ – нормированные сферические функции, а $l = 0, 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, – орбитальное и азимутальное квантовые числа, соответственно. В приближении изотропной эффективной массы для определения радиальной волновой функции $\chi(r)$ в областях ядро (индексы-1), внутренний слой (индексы-2) и внешний слой (индексы-3), соответственно, получаем следующие уравнения:

$$\rho^2 \frac{d^2 \chi_1(\rho)}{d\rho^2} + \rho \frac{d\chi_1(\rho)}{d\rho} - \left[k_1^2 \rho^2 + \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \chi_1(\rho) = 0, \quad (3)$$

$$\rho^2 \frac{d^2 \chi_2(\rho)}{d\rho^2} + \rho \frac{d\chi_2(\rho)}{d\rho} + \left[k_2^2 \rho^2 - \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \chi_2(\rho) = 0, \quad (4)$$

$$\rho^2 \frac{d^2 \chi_3(\rho)}{d\rho^2} + \rho \frac{d\chi_3(\rho)}{d\rho} - \left[k_3^2 \rho^2 + \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \chi_3(\rho) = 0. \quad (5)$$

Здесь $\rho = r/a_1$; $k_1^2 = \Delta U/E_{un} - \varepsilon$; $k_2^2 = (\mu_2/\mu_1)\varepsilon$; $k_3^2 = k_1^2$; $\varepsilon = E/E_{un}$; E – полная энергия носителя заряда в слое InAs, а значения эффективных массы μ_1 и μ_2 будет выбираться в соответствии с видом носителя заряда.

Решения этих уравнений, удовлетворяющие условию конечности при $r \rightarrow 0$ и обращаются в ноль при $r \rightarrow \infty$, даются следующими выражениями [41]:

$$\chi_1(\rho) = A I_{l+1/2}(k_1 \rho), \quad (6)$$

$$\chi_2(\rho) = B_1 J_{l+1/2}(k_2 \rho) + B_2 J_{-(l+1/2)}(k_2 \rho), \quad (7)$$

$$\chi_3(k_3 \rho) = C K_{l+1/2}(k_3 \rho). \quad (8)$$

Здесь $J_\nu(x)$ – функции Бесселя первого рода, а $I_\nu(x)$ и $K_\nu(x)$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, соответственно, (функции Инфельда и Макдональда), A, B_1, B_2, C – нормировочные постоянные. Проведем

«сшивку» логарифмических производных функций (6)–(8) на границах ямы (при $r = R_1$ и $r = R_2$), для определения энергетического спектра носителей заряда в слое InAs получаем следующее общее условие:

$$\begin{aligned} & \frac{(a\rho_1)J'_{-(l+1/2)}(a\rho_1) - (b\rho_1)J_{-(l+1/2)}(a\rho_1) \frac{I'_{l+1/2}(b\rho_1)}{I_{l+1/2}(b\rho_1)}}{(a\rho_1)J'_{l+1/2}(a\rho_1) - (b\rho_1)J_{l+1/2}(a\rho_1) \frac{I'_{l+1/2}(b\rho_1)}{I_{l+1/2}(b\rho_1)}} \\ & = \frac{(a\rho_2)J'_{l+1/2}(a\rho_2) - (b\rho_2)J_{l+1/2}(a\rho_2) \frac{K'_{l+1/2}(b\rho_2)}{K_{l+1/2}(b\rho_2)}}{(a\rho_2)J'_{-(l+1/2)}(a\rho_2) - (b\rho_2)J_{-(l+1/2)}(a\rho_2) \frac{K'_{l+1/2}(b\rho_2)}{K_{l+1/2}(b\rho_2)}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Параметры a , b здесь определяются величинами k_1, k_2 и в дальнейшем для каждого конкретного случая их соответствующие значения будут заданы. Штрих над функцией означает ее первую производную по полному аргументу.

Квантовый размерный эффект, как известно, наиболее ярко проявляется для низших энергетических состояний носителей заряда, то есть для не больших значений квантовых чисел. Соответственно, мы будем рассматривать решения уравнения (9) по мере возрастания их числа в зависимости от толщины слоя, то есть будем рассматривать зависимость числа энергетических уровней в квантовой яме в зависимости от ее ширины. Ограничимся рассмотрением тех низших состояний, когда в яме существуют уровни только с $l = 0, l = 1, l = 2$. Приведенные ниже расчеты сделаны для фиксированного значения радиуса ядра $R_1 = 15 \text{ nm}$ ($\rho_1 = 1.25$), а толщина слоя рассматривается в интервале $L \leq 12 \text{ nm}$ ($\lambda = L/a_1 \leq 1$).

2.1. Электронные состояния

Рассмотрим вначале электронные состояния в данной структуре. Параметры в соотношении (9) при этом следующие:

$$\begin{aligned} a &= k_{e,2} = \sqrt{\frac{\mu_{e,2}}{\mu_{e,1}}} \varepsilon_e = \sqrt{0,2875 \varepsilon_e}, \\ b &= k_{e,1} = k_{e,3} = \sqrt{\frac{\Delta U_c}{E_{un}} - \frac{E_e}{E_{un}}} = \sqrt{156,86 - \varepsilon_e}. \end{aligned}$$

В таблице 2 приведено изменение числа уровней электронных состояний в слое InAs при изменении толщины слоя в интервале $L \leq 12 \text{ nm}$. Значения L здесь являются максимально возможными значениями толщины слоя, при которых в яме формируется данная группа состояний (n, l) .

Табл.2. Изменение числа электронных уровней в квантовой яме слоя InAs при изменении толщины слоя в интервале $L \leq 12$ nm

Толщина слоя L , nm	Число уровней	Энергия состояния $E_{n,l}$, мэВ
$L = 5.82$	3	$E_{1,0} = 240.9$; $E_{1,1} = 250.1$; $E_{1,2} = 270.2$
$L = 6.24$	4	$E_{1,0} = 222.8$; $E_{2,0} = 517.1$; $E_{1,1} = 232.1$; $E_{1,2} = 248.5$
$L = 6.72$	5	$E_{1,0} = 201.6$; $E_{2,0} = 507.2$; $E_{1,1} = 210.8$; $E_{2,1} = 513.8$; $E_{1,2} = 229.1$
$L = 11.45$	6	$E_{1,0} = 89.8$; $E_{2,0} = 325.2$; $E_{1,1} = 98.1$; $E_{2,1} = 334.8$; $E_{1,2} = 113.7$; $E_{2,2} = 348.1$
$L = 11.86$	7	$E_{1,0} = 84.9$; $E_{2,0} = 310.3$; $E_{3,0} = 517.1$; $E_{1,1} = 93.2$; $E_{2,1} = 318.5$; $E_{1,2} = 108.4$; $E_{2,2} = 335.1$

2.2. Состояния легких дырок

Параметры в соотношении (9) теперь следующие:

$$a = k_{lh,2} = \sqrt{\frac{\mu_{lh,2}}{\mu_{e,1}}} \epsilon_{lh} = \sqrt{0,325} \epsilon_{lh},$$

$$b = k_{lh,1} = k_{lh,3} = \sqrt{\frac{\mu_{lh,1}}{\mu_{e,1}}} \left(\frac{\Delta U_v}{E_{un}} - \frac{E_{lh}}{E_{un}} \right) = \sqrt{157,73 - 1,1125} \epsilon_{lh}.$$

Расчеты, проведенные для случая легких дырок в том же интервале изменения толщины слоя InAs ($L \leq 12$ nm), приводят к результатам, очень близким к результатам из таблицы 2, полученным для электронов. Это вполне объяснимо, т.к. для электронов и легких дырок в рассматриваемой композиции близки как значения эффективных масс, так и глубина потенциальной ямы. Здесь мы не будем для легких дырок приводить таблицу, аналогичную таблице 2, а для наглядности приведем значения энергетических уровней для каждого из этих носителей

при фиксированной толщине слоя (в данном случае при $L=5$ nm) (Табл.3).

Небольшое различие (порядка 30 мэВ) между значениями энергий одних и тех же состояний обусловлено, очевидно, несущественной разницей глубин потенциальных ям (50 мэВ) и близостью значений эффективных масс этих носителей.

Табл.3. Энергия электронов в слое InAs сферической наноструктуры InP/InAs/InP для состояний $n = 1; l = 0, 1, 2$ при толщине слоя $L = 5$ nm

Состояния	$n = 1, l = 0$	$n = 1, l = 1$	$n = 1, l = 2$
Энергия электронов E_e , мэВ	285.49	294.41	311.88
Энергия лег. Дырок E_{lh} , мэВ	254.23	262.22	278.16

2.3. Состояния тяжелых дырок

В этом случае имеем

$$a = k_{hh,2} = \sqrt{\frac{\mu_{hh,2}}{\mu_{e,1}}} \varepsilon_{hh} = \sqrt{5,125 \varepsilon_{hh}},$$

$$b = k_{hh,1} = k_{hh,3} = \sqrt{\frac{\mu_{hh,1}}{\mu_{e,1}} \left(\frac{\Delta U_v}{E_{un}} - \frac{E_{hh}}{E_{un}} \right)} = \sqrt{1063,35 - 7,5 \varepsilon_{lh}}.$$

В случае тяжелых дырок, эффективная масса которых на порядок превышает значение эффективной массы легких носителей, число уровней в квантовой яме при том же интервале изменения толщины слоя уже существенно больше, чем в случае электронов и легких дырок.

В таблице 4 приведено изменение числа уровней состояний тяжелых дырок в слое InAs для нескольких интервалов значений ширины квантовой ямы при изменении толщины слоя в интервале $L \leq 12$ nm.

Видно, что, вследствие большого значения эффективной массы тяжелой дырки число уровней размерного квантования этих носителей при рассматриваемых значениях толщины слоя оказывается большим. Мы здесь приведем значения только первых четырех уровней по радиальному числу ($n = 1, 2, 3, 4; l = 0, 1, 2$) при толщине слоя $L=5$ nm (Табл.5).

Видно, что на основе приведенных данных для рассматриваемого образца всегда можно выбрать такое значение толщины слоя, когда совокупное число всех состояний носителей заряда в квантовых ямах v - и c -зон является

Табл.4. Изменение числа уровней тяжелых дырок в квантовой яме слоя InAs при изменении толщины слоя в интервале $L \leq 12$ nm

Толщина слоя L , nm	$L = 5.58$	$L = 8.39$	$L = 9.79$	$L = 11.21$
Число уровней	15	21	24	27
Состояния	$n = 1 - 5, l = 0;$ $n = 1 - 5, l = 1;$ $n = 1 - 5, l = 2$	$n = 1 - 7, l = 0;$ $n = 1 - 7, l = 1;$ $n = 1 - 7, l = 2$	$n = 1 - 8, l = 0;$ $n = 1 - 8, l = 1;$ $n = 1 - 8, l = 2$	$n = 1 - 9, l = 0;$ $n = 1 - 9, l = 1;$ $n = 1 - 9, l = 2$

минимальным из возможных. То есть, это то значение толщины слоя, при котором квантовый размерный эффект в слое будет иметь место одновременно для всех видов носителей заряда и в максимально возможном своем проявлении. Например, при толщине слоя $L = 6$ nm в слое InAs одновременно возможно наличие 3-х электронных уровней, 3-х уровней легких дырок и 15-ти уровней размерного квантования тяжелых дырок, при $L = 11$ nm – по 7 уровней электронов и легких дырок и 27 уровней тяжелых дырок и т.п.

Табл.5. Первые четыре уровня тяжелых дырок в слое InAs сферической наноструктуры InP/InAs/InP для состояний $n = 1, 2, 3, 4;$ $l = 0, 1, 2$ при толщине слоя $L = 5$ nm

Состояния Энергия	$l = 0$	$l = 1$	$l = 2$
$E_{hh,1l}$, meV	28.21	28.74	29.77
$E_{hh,2l}$, meV	109.79	110.06	111.81
$E_{hh,3l}$, meV	239.18	239.77	240.37
$E_{hh,4l}$, meV	397.93	398.21	401.12

3. Межзонное оптическое поглощение

Для количественного описания межзонного оптического поглощения воспользуемся формализмом сил осцилляторов. Введем безразмерную силу осциллятора [42–44]

$$F_{c,v} = \frac{f_{c,v}}{f_0} = \int_V \Psi_c^*(\mathbf{r}) \Psi_v(\mathbf{r}) dV. \quad (10)$$

Здесь f_0 – сила осциллятора межзонных переходов в массивном образце, $f_{c,v}$ – сила осциллятора переходов в квантующем слое композиции ядро/слой/среда, $c = \{n_c, l_c, m_c\}$ и $v = \{n_v, l_v, m_v\}$ – набор квантовых чисел, описывающих состояния электронов в зоне проводимости (c) и валентной зоне (v), соответственно, V – нормировочный объём системы. Расчеты относительно поглощения мы проведем для толщины слоя $L = R_2 - R_1 = 12$ нм. Выбор именно этого значения обусловлен тем, что для рассматриваемой композиции InP/InAs/InP толщина $L = 12$ нм является тем пределом, при котором состояния носителей заряда в слое InAs еще можно рассматривать в режиме сильного квантования.

Наличие в выражении (2) для полной огибающей функции шаровых функций приводит к следующим правилам отбора по орбитальному и азимутальному числам:

$$l_c = l_v; |m_c| = |m_v|. \quad (11)$$

В таблицах 6–7 приведены значения безразмерных сил осцилляторов $F_{c,v}$ для диагональных и недиагональных по радиальному числу n межзонных переходов в слое InAs сферической наноконструкции InP/InAs/InP, соответственно.

Табл.6. Значения безразмерных сил осцилляторов $F_{c,v}$ для диагональных по радиальному числу n межзонных переходов в слое InAs сферической наноконструкции InP/InAs/InP при толщине слоя $L = 12$ нм

Переходы $ n_v, l_v\rangle \rightarrow n_c, l_c\rangle$	Сила осциллятора $F_{c,v}$ Легкие дырки	Сила осциллятора $F_{c,v}$ Тяжелые дырки
$ 1,0\rangle \rightarrow 1,0\rangle$	0.999998	0.996892
$ 2,0\rangle \rightarrow 2,0\rangle$	0.999996	0.9839082
$ 1,1\rangle \rightarrow 1,1\rangle$	0.999999	0.996842
$ 2,1\rangle \rightarrow 2,1\rangle$	0.9999963	0.9831066
$ 1,2\rangle \rightarrow 1,2\rangle$	0.9999998	0.9965737

Данные, приведенные в Таблицах 6–7 наглядно показывают, что при межзонных оптических переходах в рассматриваемой структуре по радиальному квантовому числу также с достаточной точностью выполняется правило отбора

$$n_c \approx n_v. \quad (12)$$

Меньшие значения сил осцилляторов при переходах из состояний тяжелых дырок по сравнению со случаем переходов из состояний легких дырок обусловлены большим различием между значениями эффективной массы тяжелой дырки и электрона, вследствие чего интеграл перекрытия в (10) в случае тяжелых дырок оказывается меньше, чем в случае легких дырок.

Табл. 7. Значения безразмерных сил осцилляторов $F_{c,v}$ для недиагональных по радиальному числу n межзонных переходов в слое InAs сферической наноконструкции InP/InAs/InP при толщине слоя $L = 12$ nm

Переходы $ n_v, l_v\rangle \rightarrow n_c, l_c\rangle$	Сила осциллятора $F_{c,v}$ Легкие дырки	Сила осциллятора $F_{c,v}$ Тяжелые дырки
$ 1, 0\rangle \rightarrow 2, 0\rangle$	0.2395398	0.1270261
$ 1, 1\rangle \rightarrow 2, 1\rangle$	0.2099035	0.0787562
$ 1, 2\rangle \rightarrow 2, 2\rangle$	0.1277898	0.0188499

4. Обсуждение результатов

Обсудим теперь результаты сделанных в работе теоретических расчетов. Данные, приведенные в Табл. 2–5, позволяют заключить, что для рассматриваемой сферической ядро/слой/слой структуры InP/InAs/InP при толщине слоя $L \leq 12$ nm в слое InAs будет наблюдаться размерное квантование носителей заряда, причем в режиме сильного квантования, когда экситонными эффектами можно реально пренебречь. Варьируя в указанных пределах толщиной слоя, можно управляемым образом менять и регулировать число и положение уровней размерного квантования носителей заряда в слое InAs.

Вследствие размерного квантования межзонное поглощение в квантующем слое имеет резонансный характер. Наибольшей интенсивностью обладают диагональные межзонные переходы, для которых приведенная сила осцилляторов $F_{c,v} \approx 1$ (см. табл. 6). Недиагональные переходы сильно подавлены ($F_{c,v} \ll 1$), при этом интенсивность переходов убывает как с увеличением степени недиагональности, так и с увеличением значений квантовых чисел (см. табл. 7). Так что с практической точки зрения в рассматриваемой системе реальный интерес представляют именно диагональные по радиальному числу межзонные оптические переходы.

Частотная зависимость коэффициента поглощения при межзонных переходах в слое будет определяться соотношением [42–44]

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \omega \sum_{c,v} F_{c,v}^2 \delta(\hbar\omega - E_g^L - E_c - E_v). \quad (13)$$

Здесь α_0 – величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, построенного на блоховских амплитудах v - и c -зон, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Пороговая частота этих переходов определяется из соотношения

$$\hbar\omega_{c,v} = E_g^L + E_c + E_v = E_g^L + \Delta_g^{c,v}. \quad (14)$$

Табл.8. Эффективное уширение запрещенной зоны $\Delta_g^{c,v}$ слоя InAs для диагональных межзонных переходов при $L = 12$ nm

переходы уширение	$ 1,0\rangle \rightarrow 1,0\rangle$	$ 1,1\rangle \rightarrow 1,1\rangle$	$ 1,2\rangle \rightarrow 1,2\rangle$	$ 2,0\rangle \rightarrow 2,0\rangle$	$ 2,1\rangle \rightarrow 2,1\rangle$
$\Delta_g^{c,lh}$, eV	0.1563	0.17641	0.21616	0.57599	0.59578
$\Delta_g^{c,hh}$, eV	0.08854	0.09981	0.12209	0.3276	0.33872

Здесь E_g^L – ширина запрещенной зоны массивного образца InAs, E_c , E_v энергии размерного квантования носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно, а индексы c, v , как и выше, представляют совокупность квантовых чисел электронных и дырочных состояний, соответственно, ω – частота падающего света. В таблицах 8 и 9 приведены значения эффективного уширения запрещенной зоны $\Delta_g^{c,v} = E_v + E_c$ нанослоя InAs, для некоторых диагональных и недиагональных переходов, соответственно.

Табл.9. Эффективное уширение запрещенной зоны $\Delta_g^{c,v}$ слоя InAs для недиагональных межзонных переходов при $L = 12$ nm

переходы уширение	$ 1,0\rangle \rightarrow 2,0\rangle$	$ 1,1\rangle \rightarrow 2,1\rangle$	$ 1,2\rangle \rightarrow 2,2\rangle$
$\Delta_g^{c,lh}$, eV	0.37841	0.39833	0.43783
$\Delta_g^{c,hh}$, eV	0.31066	0.32173	0.34381

На практике реальное уширение спектральных линий будет учтено с помощью замены δ – функции в выражении для $K(\omega)$ лоренцевским контуром с Γ – параметром Лоренца:

$$\delta(\hbar\omega_{c,v} - E_g^L - E_c - E_v) \rightarrow \frac{\Gamma}{(\hbar\omega_{c,v} - E_g^L - E_c - E_v)^2 + \Gamma^2}. \quad (15)$$

Для расчетов в данном случае полагаем $\Gamma = 4$ мэВ [44].

На Рис.1,2 представлены кривые межзонного поглощения в рассматриваемом слое InAs соответственно для случаев диагональных и недиагональных межзонных переходов из состояний легких и тяжелых дырок валентной зоны в электронные состояния зоны проводимости.

Видно, что пики поглощения наблюдаются на резонансных пороговых частотах $\hbar\omega_{c,v} = E_g^L + \Delta_g^{c, lh}$, $\hbar\omega_{c,v} = E_g^L + \Delta_g^{c, hh}$, определяемых данными из таблиц 1,8.

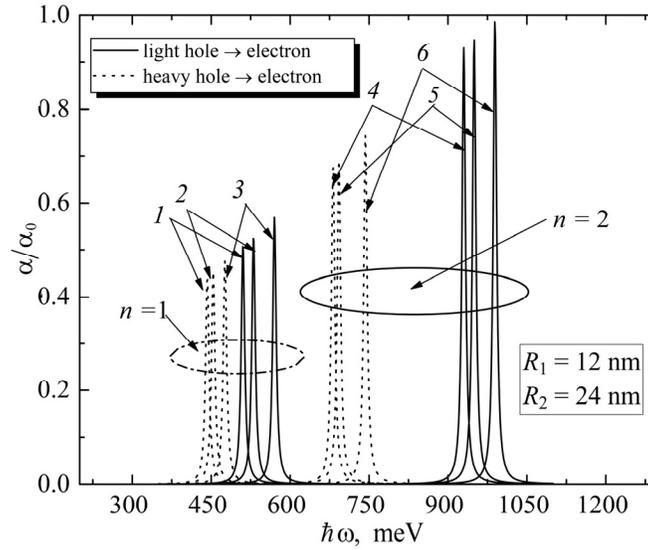


Рис.1. Зависимость кривой поглощения от частоты падающего света для диагональных переходов: (1) $|1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$, (2) $|1,1\rangle \rightarrow |1,1\rangle$, (3) $|1,2\rangle \rightarrow |1,2\rangle$, (4) $|2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$, (5) $|2,1\rangle \rightarrow |2,1\rangle$, (6) $|2,2\rangle \rightarrow |2,2\rangle$.

5. Фотолюминесценция

Следующим этапом исследования оптических свойств структуры InP/InAs/InP является расчет спектров фотолюминесценции (ФЛ), то есть зависимость интенсивности ФЛ от частоты падающего света для диагональных и недиагональных переходов.

Спектры ФЛ вычисляются с использованием соотношения (16) взятого из работ [27, 28]:

$$R(\hbar\omega) = \frac{1}{kT} \cdot R_0 \cdot \hbar\omega \cdot K(\hbar\omega) \cdot \frac{f_c(1-f_v)}{f_c - f_v}, \quad (16)$$

где R_0 – величина, пропорциональная квадрату модуля матричного элемента

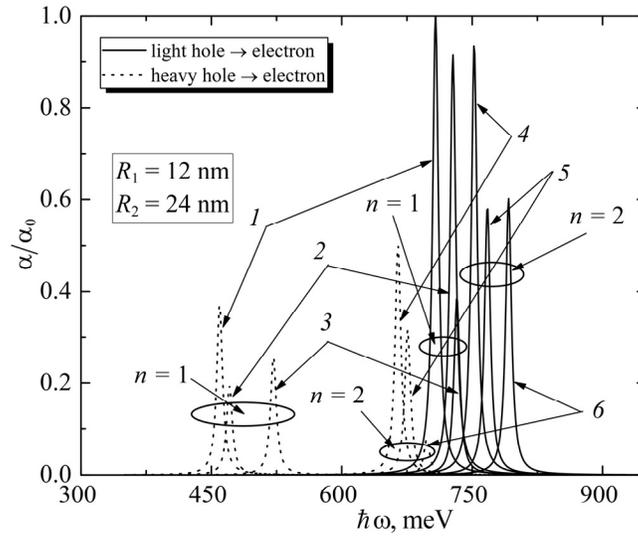


Рис.2. Зависимость кривой поглощения от частоты падающего света для недиагональных переходов: (1) $|2,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$, (2) $|2,1\rangle \rightarrow |1,1\rangle$, (3) $|3,2\rangle \rightarrow |1,2\rangle$, (4) $|1,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$, (5) $|1,1\rangle \rightarrow |2,1\rangle$, (6) $|2,1\rangle \rightarrow |2,2\rangle$.

дипольного момента, взятого по блоховским функциям, а f_c и $(1 - f_v)$ – вероятности того, что состояние зоны проводимости заполнено и состояние валентной зоны пусто, соответственно. При высоких температурах выражение

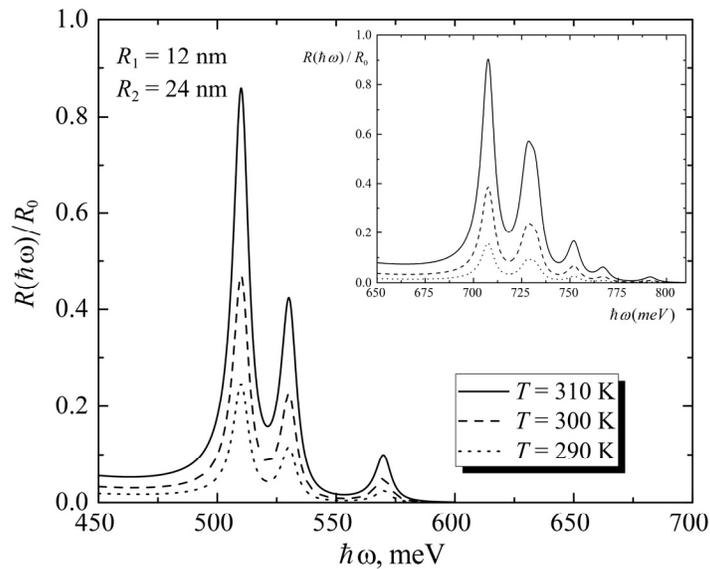


Рис.3. Зависимость интенсивности ФЛ для диагональных (вставка: для недиагональных) межзонных переходов $lh \rightarrow e$ от частоты падающего света.

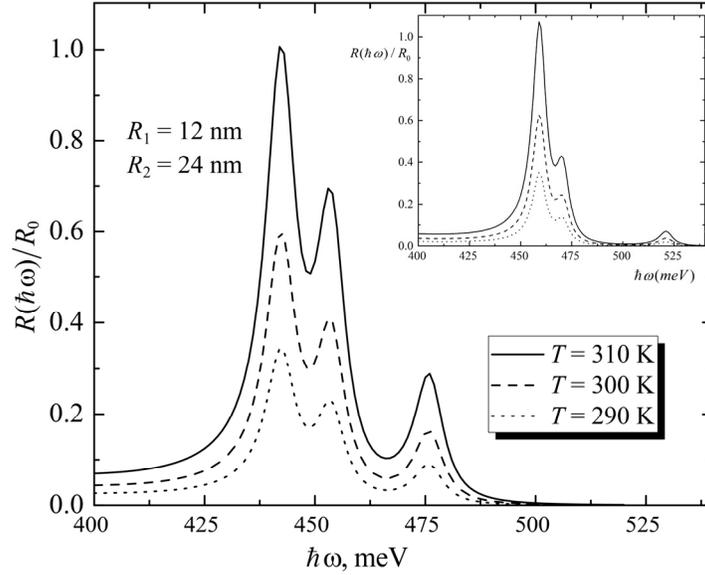


Рис.4. Зависимость интенсивности ФЛ для диагональных (вставка: для недиагональных) межзонных переходов $hh \rightarrow e$ от частоты падающего света.

$f_c(1-f_v)/(f_c - f_v)$ переходит в соотношение Больцмана.

Вычислим кривую ФЛ для температур близких к комнатной. На Рис.3,4 представлены кривые ФЛ в рассматриваемом слое соответственно для случаев диагональных и недиагональных межзонных переходов из состояний легких и тяжелых дырок валентной зоны в электронные состояния зоны проводимости.

6. Заключение и выводы

Предложенная модель физически адекватно описывает одночастичные состояния в сферической гетерофазной структуре InP/InAs/InP и позволяет выявить особенности квантового размерного эффекта в нанослое InAs в режиме сильного квантования, когда влиянием экситонных эффектов в слое можно пренебречь. В интервале значений толщины квантующего слоя InAs $L \leq 12$ нм, варьируя толщиной слоя можно регулируемым образом управлять числом и положением уровней размерного квантования носителей в слое. Из сказанного следует, что, варьируя толщиной слоя можно управляемым образом менять ширину запрещенной зоны слоя, и, соответственно, получить возможность пропускания или задержания слоем InAs световой волны нужной частоты.

Статья выполнена в Российско-Армянском (Славянском) университете за счет средств, выделенных в рамках субсидии МОН РФ на финансирование научно-исследовательской деятельности РАУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **N.G. Aghekyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan.** Superlattices and Microstructures, **50**, 199 (2011).
2. **A. Ferron, P. Serra, O. Osenda.** Phys. Rev. B, **85**, 165322 (2012).
3. **В.А. Арутюнян, Д.Б. Айрапетян, Д.А. Багдасарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 471 (2016).
4. **В.А. Арутюнян, Д.Б. Айрапетян, Э.М. Казарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **53**, 65 (2018).
5. **V. Harutryunyan.** Effect of Static Electric Fields on the Electronic and Optical Properties of Layered Semiconductor Nanostructures, PART I Effect of Static Electric Fields on the Electronic Properties of Layered Semiconductor Nanostructures, Bentham Science, 2015.
6. **M. Henini.** Handbook of Self Assembled Semiconductor Nanostructures for Novel Devices in Photonics and Electronics, Elsevier, 2011.
7. **A.M. El-Toni, M.A. Habila, J.P. Labis, Z.A. Othman, M. Alhoshan, A.A. Elzatahry, F. Zhang.** Nanoscale, **8**, 2510 (2016).
8. **J. Berezowsky, O. Gywat, F. Meier, D. Battaglia, X. Peng, D.D. Awschalom,** Nature Physics, **2**, 831 (2006).
9. **D.T. Cat, A. Pucci, K. Wandlet,** Physics and Engineering of New Materials, Springer, Berlin-Heidelberg, 2009.
10. **S. Brovelli, R.D. Schaller, S.A. Crooker, F. Garcia-Santamaria, Y. Chen, R. Vishvanatha, J.A. Hollingsworth, H. Htoon, V.I. Klimov.** Nature Commun., **2**, Article Number 280 (2011).
11. **A.M. Smith, L.A. Lane, S. Nie.** Nature Commun., **5**, Article number: 4506 (2014).
12. **K. Li,** Nanotechnology, **1**, 482 (2014).
13. **C.S. S. R. Kumar,** (Ed.), Semiconductor nanomaterials. John Wiley & Sons; pp. 393-427 (2010).
14. Micro Systems and Devices for (Bio)chemical Processes, Jr: Chemical engineering, vol.38, San Diego, Academic Press, 2010.
15. **M. Rai, N. Duran,** (Eds.), Metal Nanoparticles in Microbiology. Heidelberg-Dordrecht-London-New York: Springer Science & Business Media, 2011.
16. **N. Waiskopf, R. Rotem, I. Shweky, L.Yedidya , H. Soreq, U. Banin,** BioNanoScience, **3**, 1 (2013).
17. **S. Ogli, A. Rostani.** IET Nanobiotechnology, **7**, 140 (2013).
18. **J. Li, D. Wang, R. R. LaPierre,** Advances in III-V Semiconductor Nanowires and Nanodevices, Bentham Science (2011).
19. **S. Mokkapatil, Ch. Jagadish.** Materials today, **12**, 22 (2009).
20. **M. Fang, N. Han, F. Wang, Z-X. Yang, S.P. Yip, G. Dong, J.J. Hou, Y. Chueh, J.C. Ho.** Journal of Nanomaterials, **2014**, Article ID 702859 (2014).

21. PATENT WO 2007020416 A1, 22 Feb., 2007.
22. PATENT CA 2617972 C, 15 July, 2014.
23. **K.J. Bachman**. Annual Review of Materials Science, **11**, 441 (1981).
24. **I. Gyuro**. III-Vs Review, **9**, 30 (1996).
25. **Ch. Ippen, T. Greco, A. Wedel**. Journ. Inf. Displ., **13**, 91 (2012).
26. **L. Froberg**. Growth, Physics, and Device Applications of InAs-based Nanowires, Lund university, Sweden, 2008, 84 p.
27. **R. Contreras-Guerrero, S. Wang, M. Edirisooriya, W. Priyantha, J.S. Rojas-Ramirez, K. Bhuwalka, G. Doornbos, M. Holland, R. Oxland, G. Vellianitis, M. van Dal, B. Duriez, M. Passlack, C.H. Diaz, R. Droopad**. Journ. of Crystal Growth, **378**, 117 (2013).
28. **K. Xu, Y. Qi, Z. Gao, J. Li, X. Wang, Y. Zhang, Z. Han, E. Gao**. Integrated Ferroelectrics, **167**, 205 (2015).
29. **V.I. Klimov**. Semiconductor and Metal Nanocrystals: Synthesis and Electronic and Optical Properties, CRC Press, 2003, 500p.
30. **P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui**. Appl. Phys. Lett., **88**, 013110 (2006).
31. **P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui**. Appl. Phys. Lett., **88**, 133105 (2006).
32. **M. Helmi, N. Alouane, N. Chauvin, C. Chevallier**. Nanotechnology, **22**, 405702 (2011).
33. **C.L. dos Santos, P. Piquini**. Journ. Appl. Phys., **111**, 054315 (2012).
34. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/basic.html>
35. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/bandstr.html>
36. **W.E. Buhro, V.L. Colvin**. Nature Materials, **2**, 138 (2003).
37. **Y. Wang, X. Yang, T. C. He, Y. Gao, H. V. Demir, X. W. Sun, H.D. Sun**. Appl. Phys. Lett., **102**, 021917 (2013).
38. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InAs/basic.html>
39. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InAs/bandstr.html>
40. **M.H. Sun, E.S.P. Leong, A.H. Chin, C.Z. Ning, G.E. Cirlin, Yu.B. Samsonenko, V.G. Dubrovskii, L. Chuang, C. Chang-Hasnain**. Nanotechnology, **21**, 335705 (2010).
41. **М. Абрамовиц, И. Стиган**. Справочник по специальным функциям, М., 1979. 830 с.
42. **В.Н. Неверов, А.Н. Титов**. Физика Назкоразмерных систем, УГУ им. А.М. Горького, Екатеринбург, 2008, ст. 48-57.
43. **Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин**. Оптические свойства наноструктур, Санкт-Петербург, Наука, 2001, ст. 88-95.
44. **Э.М. Казарян, А.А. Костанян, А.А. Саркисян**. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 218 (2007).
45. **P.K. Basu**, Theory of Optical Processes in Semiconductors, Clarendon Press, Oxford, 1997, 464pp.

ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԵՎ ՖՈՏՈԼՅՈՒՄԻՆԵՍՅԵՆՑԻԱՆ
ՆԱՆՈԳՆԴԱՅԻՆ InP/InAs/InP ՄԻՋՈՒԿ/ՇԵՐՏ/ՇԵՐՏ
ՀԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՒՄ

Վ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ.Ա. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Իզոտրոպ արդյունաբար զանգվածի մոտավորության շրջանակներում և ուժեղ չափային քվանտացման ռեժիմում տեսականորեն դիտարկել են լիցքակիրների մեկմասնիկային նվիճակները նանոգնդային InP/InAs/InP հետերոկառուցվածքում: Բերվել են քվանտացնող InAs շերտի հետերոկառուցվածքային համակարգի տարբեր հաստությունների համար լիցքակիրների էներգիական մակարդակների թվային հաշվարկները: Ցույց է տրվել, որ շերտի համապատասխան հաստության ընտրությամբ կարելի է ստանալ շերտում գտնվող լիցքակրի էներգիական մակարդակի ցանկալի արժեքը և դիրքը: Դիտարկվել են նաև միջգոտիական օպտիկական անցումները InAs շերտում: Հաշվարկվել են InAs շերտի արգելված գոտու արդյունաբար լայնացման արժեքը՝ կախված շերտի հաստությունից: Թվային հաշվարկներով ցույց է տրվել, որ կլանումը ունի ռեզոնանսային բնույթ և միջգոտիական կլանման սպեկտրում գերակշռում են անկյունագծային անցումները: Բերվել են եզրային հաճախությունների արժեքները և կլանման կորերը ինչպես թեթև, այնպես էլ ծանր խոռոչների մասնակցությամբ մի քանի անկյունագծային անցումների համար: Կառուցվել են նաև նանոգնդային InP/InAs/InP հետերոկառուցվածքի ֆոտոլյումինեսցենցիայի սպեկտրը սենյակայինին մոտ տարբեր ջերմաստիճանների համար:

INTERBAND ABSORPTION AND PHOTOLUMINESCENCE IN
NANOSPHERICAL InP/InAs/InP CORE/SHELL/SHELL
HETEROSTRUCTURE

V.A. HARUTYUNYAN, M.A. MKRTCHYAN,
E.M. KAZARYAN, D.B. HAYRAPETYAN

Single-particle states of charge carriers in a nanospherical InP/InAs/InP heterostructure are theoretically considered in the isotropic effective mass approximation and in the regime of strong size quantization. Results of numerical calculations of the energy levels of charge carriers at different thicknesses of the quantizing InAs layer of the indicated heterophase structure are presented. It is shown that it is possible to achieve the desired value and position of the size quantization levels of charge carriers in the layer by appropriate choice of the layer thickness. Interband optical transitions in the InAs layer are also considered. Values of the effective broadening of the band gap of the InAs layer as a function of the layer thickness are calculated. It is shown by numerical calculations that the absorption has a resonant character and that diagonal transitions dominate in the spectrum of the interband absorption. Values of threshold frequencies and absorption curves for several diagonal transitions involving both light and heavy holes are given. The photoluminescence spectra in the spherical InP/InAs/InP nanoheterostructure were also constructed for various temperatures close to room temperature.

УДК 621.315

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ С ОГРАНИЧИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КРАТЦЕРА

Д.А. БАГДАСАРЯН^{1*}, Э.С. АКОПЯН¹, Д.Б. АЙРАПЕТЯН^{1,2},
А.А. САРКИСЯН^{1,2,3}, Э.М. КАЗАРЯН^{1,2}

¹Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

³Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: david199108@mail.ru

(Поступила в редакцию 05 декабря 2018 г.)

Рассмотрены электронные состояния в цилиндрической квантовой точке с ограничивающим потенциалом Кратцера в аксиальном направлении. Теоретически исследованы нелинейное оптическое выпрямление и генерация второй гармоники для внутризонных переходов в данной системе. Рассчитаны аналитические выражения для спектра энергий, волновых функций, а также матричных элементов внутризонных переходов. Получены зависимости коэффициентов оптического выпрямления и генерации второй гармоники от энергии падающего света. Продемонстрировано немонотонное поведение зависимостей высот пиков коэффициентов оптического выпрямления в зависимости от полуширины и глубины потенциала Кратцера.

1. Введение

Оптические характеристики квантовых точек (КТ) всегда являлись предметом всестороннего изучения, так как результаты этих исследований могут найти непосредственное применение в оптоэлектронике [1]. Безусловным преимуществом КТ является гибкая управляемость энергетического спектра носителей заряда, локализованных в них [2]. Так как спектр частиц в КТ является атомоподобным, то многие явления атомной оптики могут наблюдаться и в КТ. Принципиальное различие заключается в том, что путём изменения геометрических размеров и форм этих структур можно управлять их физическими и, в частности, оптическими характеристиками. При этом КТ характеризуются большими значениями дипольных матричных элементов [3] по сравнению с реальными атомарными системами. Это позволяет рассматривать КТ в качестве перспективных

кандидатов на роль функциональной элементной базы для полупроводниковых приборов нового поколения [1,4]. Ярким примером сказанного является использование КТ в качестве функциональной основы светодиодов [5,6]. В указанных работах показывалось, что линейные оптические переходы могут обеспечить наличие красного, зелёного и синего цветов оптического диапазона в ансамбле из КТ различных геометрических размеров.

Теоретическое описание линейного оптического внутризонного и межзонного поглощений основывается на решении соответствующего уравнения Шредингера для конкретных компонентного состава и геометрии КТ [1]. На сегодняшний день реализованы такие различные геометрии КТ как сферические [7], эллипсоидальные [8,9], цилиндрические [10,11] и так далее. Для сравнительно простых геометрических форм КТ в ряде случаев удаётся дать точное решение одночастичного уравнения Шредингера. Это, в свою очередь, позволяет представить детальное теоретическое описание различных физических параметров КТ, в том числе и при наличии внешних полей (см., например, [11,12]).

Наряду с линейными оптическими характеристиками КТ интенсивно изучены их нелинейные свойства. Известно, что нелинейные оптические эффекты, такие как оптическое поглощение и изменение показателя преломления, потенциально могут применяться при создании многих оптоэлектронных приборов нового поколения (см., например, [13]), поэтому исследование нелинейных оптических свойств КТ продолжает оставаться актуальной задачей.

Одной из первых работ современной физики полупроводниковых наноструктур, посвященных изучению нелинейных оптических свойств КТ, была статья [14], в которой авторы рассматривали нелинейные оптические переходы в КТ. Авторами было показано, что в зависимости от величины уширения нелинейное поглощение и изменение показателя преломления могут оказаться достаточно большими, а эффекты локального поля могут стать настолько значимыми, что обеспечат оптическую бистабильность без внешней обратной связи. Эффекты экситонной оптической нелинейности в полупроводниковых КТ были исследованы в работе [15]. Авторы [16] теоретически исследовали коэффициент генерации второй гармоники в параболических КТ при наличии электрического и магнитного полей, в рамках подхода матрицы плотности и итерационного метода. В работе [17] изучалась генерация третьей гармоники в цилиндрической квантовой точке GaAs/AlAs с параболическим ограничивающим потенциалом при наличии электрического поля. Было показано, что существенная оптическая нелинейность обусловлена большими значениями матричных элементов дипольных переходов, а также резонансными условиями. В работе [18] были

теоретически рассмотрены поляронные эффекты и оптическое выпрямление, а также генерация второй гармоники в цилиндрических КТ при наличии магнитного поля. Нелинейная оптическая восприимчивость второго порядка в цилиндрической КТ, содержащей донорную примесь при наличии однородного магнитного поля, рассмотрена в работах [19,20]. В работе [21] исследуются нелинейные оптические свойства КТ с примесью при наличии квантового шума.

Как известно, ансамбли КТ можно выращивать различными технологическими методами, такими как молекулярно-лучевая эпитаксия, химическое осаждение из газовой фазы, вакуумное напыление и т.д. В работах [22,23] было показано, что путём выращивания ансамбля КТ методом быстрого термического отжига можно контролировать спектр эмиссионного излучения. В основе этого метода лежит процесс диффузии, происходящий между материалами КТ и окружающей средой. Следует отметить, что результатом диффузии компонент КТ и окружающей среды является сглаживание профиля её ограничивающего потенциала [24]. Поэтому возникает необходимость моделирования указанного потенциала с помощью функций, имеющих гладкий профиль с одной стороны, а также содержащих параметры, характеризующие геометрию и компонентный состав с другой. Примечательно, что целый ряд ядерно-физических и молекулярных потенциалов могут быть удачно адаптированы для описания подобных КТ. В различных работах в качестве ограничивающего потенциала КТ рассматривались следующие потенциалы: Вудса-Саксона [25], Морса [26], Хюльтена [27], Винтерница-Сморозинского [28], Пёшля-Теллера [29] и т.д.

Ещё одним замечательным потенциалом, удовлетворяющим вышеуказанным свойствам, является молекулярный потенциал Кратцера [30–32]. Аналитический вид одномерного потенциала Кратцера даётся следующей формулой:

$$V(z) = -2D \left(\frac{\alpha}{z} - \frac{\alpha^2}{2z^2} \right), (z > 0), \quad (1)$$

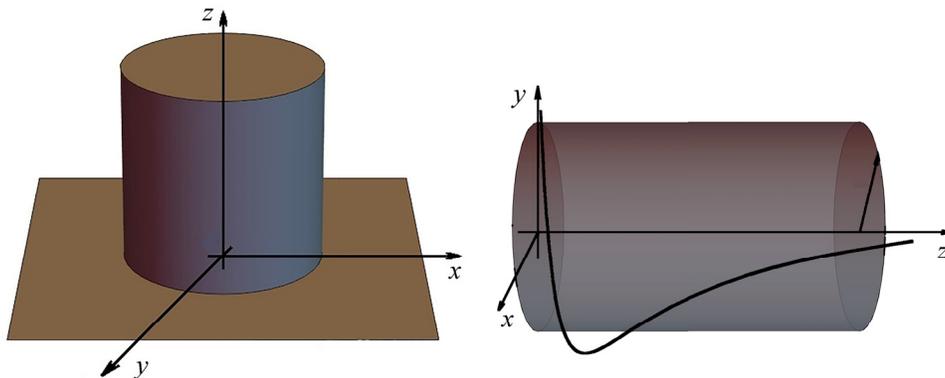


Рис.1. Схематическое изображение цилиндрической КТ.

где параметр D определяет глубину потенциала. Важной особенностью данного потенциала является то, что он резко возрастает на малых расстояниях от начала координат. С другой стороны при $z \rightarrow \infty$ он стремится асимптотически к нулю. Таким образом, такой потенциал удачно описывает локализацию электрона в некоторой замкнутой области. Асимметричный профиль $V(z)$ позволяет максимально приблизить модельный ограничивающий потенциал к реальному. По мере удаления от подложки ограничивающий потенциал убывает, достигнув минимального значения. Нашей целью будет исследование нелинейных оптических свойств вышеуказанной цилиндрической КТ.

Профиль потенциала Кратцера будет иметь вид, представленный на Рис. 1.

2. Теория

2.1. Электронные состояния

Рассмотрим цилиндрическую КТ со следующим потенциалом ограничения:

$$V_{\text{conf}}(\rho, z) = V_{\text{conf}}(\rho) + V_{\text{conf}}(z). \quad (2)$$

Потенциал ограничения в радиальном направлении рассматривается как прямолинейная бесконечно глубокая яма:

$$V_{\text{conf}}(\rho) = \begin{cases} 0, & \rho < R \\ \infty, & \rho \geq R, \end{cases} \quad (3)$$

где R – радиус сечения КТ. Потенциал ограничения в аксиальном направлении имеет вид (1). Полный гамильтониан системы может быть представлен как сумма радиального и аксиального гамильтонианов:

$$\hat{H} = \hat{H}_1(\rho, \varphi) + \hat{H}_2(z), \quad (4)$$

где

$$\hat{H}_1(\rho, \varphi) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) + V_{\text{conf}}(\rho), \quad (5)$$

$$\hat{H}_2(z) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{\text{conf}}(z), \quad (6)$$

где μ – эффективная масса электрона. Далее длины измеряются в эффективных радиусах Бора $a_B = \hbar^2 \epsilon / \mu e^2$, а энергия в эффективных постоянных Ридберга $E_R = \hbar^2 / 2\mu a_B^2$, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала КТ. Полную волновую функцию системы будем искать в виде:

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi} f(\rho) \chi(z). \quad (7)$$

В безразмерных величинах радиальное уравнение Шредингера запишется как:

$$\left\{ -\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{m^2}{\rho^2} + V_{conf}(\rho) \right\} f(\rho) = E_\rho f(\rho), \quad (8)$$

m – азимутальное квантовое число. Общим решением уравнения (8) является линейная комбинация функций Бесселя первого $J_m(k\rho)$ и второго родов $Y_m(k\rho)$:

$$f(\rho) = C_1 J_m(k\rho) + C_2 Y_m(k\rho), \quad (9)$$

где $k = \sqrt{E_\rho}$. Второе решение не удовлетворяет стандартным физическим условиям, поэтому $C_2 = 0$. Таким образом, для радиальной волновой функции имеем:

$$f(\rho) = C J_m(k_{n_\rho} \rho), \quad (10)$$

где n_ρ – радиальное квантовое число, C – нормировочная постоянная. С учётом граничного условия $f(R) = 0$, из аргумента функции Бесселя J_m получим радиальный спектр:

$$E_\rho = \lambda_{n_\rho, m}^2 / R^2, \quad (11)$$

где $\lambda_{n_\rho, m}$ – n_ρ -ый ноль функции Бесселя J_m . Перейдем к рассмотрению аксиального уравнения. В безразмерных величинах уравнение Шредингера в аксиальном направлении запишется в следующем виде:

$$\left(-\frac{d^2}{dz^2} - 2D \left(\frac{\alpha}{z} - \frac{\alpha^2}{2z^2} \right) \right) \chi(z) = E_z \chi(z), \quad (12)$$

Для упрощения задачи введём безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= \alpha^2 D, \\ \lambda &= \frac{1}{2} + \sqrt{\alpha^2 D + \frac{1}{4}}, \\ \beta &= -\alpha \sqrt{E_z}. \end{aligned} \quad (13)$$

После подстановки волновой функции $\chi(z) = z^\lambda e^{-\beta z} u(z)$ в (12) для $u(z)$ получим следующее уравнение:

$$zu'' + (2\lambda - 2\beta z)u' + (-2\lambda\beta + 2\gamma^2)u = 0, \quad (14)$$

Данное уравнение является уравнением Куммера, решением которого является следующая вырожденная гипергеометрическая функция первого рода ${}_1F_1$, следовательно, для $\chi(z)$ имеем:

$$\chi(z) = z^\lambda e^{-\beta z} {}_1F_1(-n, 2\lambda; 2\beta z). \quad (15)$$

Здесь, для обрывания гипергеометрического ряда ${}_1F_1$ накладывается условие:

$$\lambda - \gamma^2 / \beta = -n. \quad (16)$$

Исходя из данного условия, для спектра энергии получаем следующее выражение:

$$E_n^z = -D^2 \alpha^2 / (n + \lambda)^2. \quad (17)$$

2.2. Нелинейные оптические свойства

Для вычисления нелинейных оптических характеристик изучаемой КТ необходимо определить дипольные матричные элементы μ_{ij} для недиагональных переходов ($i \neq j$), а также среднее смещение электрона в процессе перехода δ_{ij} , определяемые как [33,34]:

$$\mu_{ij} = \left| \langle \chi(z)_i | z | \chi(z)_j \rangle \right|, \quad i, j = 0, 1, 2, 3, \quad i \neq j, \quad (18)$$

$$\delta_{ij} = \left| \langle \chi(z)_j | z | \chi(z)_j \rangle - \langle \chi(z)_i | z | \chi(z)_i \rangle \right|, \quad i, j = 0, 1, 2, 3. \quad (19)$$

С помощью указанных матричных элементов определим коэффициенты оптического выпрямления и генерации второй гармоники рассматриваемой системы. Для этого предположим, что на КТ падает аксиально направленное электромагнитное излучение с электрической компонентой:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} e^{i\omega t} + \mathbf{E}^* e^{-i\omega t}. \quad (20)$$

Эволюция одноэлектронного оператора плотности $\hat{\rho}$ записывается в виде:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left[\hat{H}_0 - e\hat{z}\mathbf{E}(t), \hat{\rho} \right] - \hat{\Gamma} (\hat{\rho} - \hat{\rho}^{(0)}), \quad (21)$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан системы без взаимодействия с полем электромагнитной волны $\mathbf{E}(t)$, $[\ , \]$ – квантово-механический коммутатор, $\hat{\rho}^{(0)}$ – невозмущенный оператор плотности и $\hat{\Gamma}$ – оператор релаксации, обусловленный электрон-фононным взаимодействием. Предполагается, что $\hat{\Gamma}$ – диагональная матрица, элементы которой обратно пропорциональны времени релаксации τ . Оператор плотности, зависящий от времени может быть определён в рамках итерационного метода [14,15,27]:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\rho}^{(n)}, \quad (22)$$

где

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{ij}^{(n+1)}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left\{ \left[\hat{H}_0, \hat{\rho}^{(n+1)} \right]_{ij} - i\hbar \Gamma_{ij} \hat{\rho}_{ij}^{(n+1)} \right\} - \frac{1}{i\hbar} \left[e\hat{z} - \hat{\rho}^{(n)} \right]_{ij} \mathbf{E}(t), \quad (23)$$

где i, j – совокупность квантовых чисел электрона.

Поляризация электрона, локализованного в цилиндрической КТ, под действием электромагнитного излучения может быть представлена в виде известного ряда[33]:

$$P(t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} E e^{i\omega t} + \chi^{(2)}(0) E^2 + \chi^{(2)}(2\omega) E^2 e^{2i\omega t} + \chi^{(3)}(\omega) E^2 E e^{i\omega t} + \chi^{(3)}(3\omega) E^3 e^{3i\omega t} \right) + \text{с.с.}, \quad (24)$$

где ε_0 – вакуумная диэлектрическая проницаемость, $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}(0)$, $\chi^{(2)}(2\omega)$, $\chi^{(3)}(\omega)$, и $\chi^{(3)}(3\omega)$ – линейный коэффициент восприимчивости, оптический коэффициент выпрямления, коэффициент генерации второй гармоники (ГВГ), коэффициент третьего порядка, коэффициент генерации третьей гармоники, соответственно [14]. Мы будем рассматривать два случая: оптическое выпрямление в двухуровневой системе (двух уровней достаточно, чтобы появилась возможность резонанса ($\omega - \omega = 0$)), а также генерацию второй гармоники в системе с тремя уровнями, которые равноудалены друг от друга по энергии, чтобы выполнялся эффект двойного резонанса ($\omega + \omega = 2\omega$) [35].

Электронная поляризация в направлении z $P^{(n)}(t)$ n -ого порядка даётся следующим выражением:

$$P^{(n)}(t) = \frac{1}{V} \text{Tr}(\rho^{(n)} e z), \quad (25)$$

где V – объём КТ, а Tr – обозначает операцию следа матрицы. Оптический коэффициент выпрямления и коэффициент генерации второй гармоники могут быть получены из уравнений (23) и (24) [36].

Используя выражения (15) для матричных элементов, имеем:

$$\mu_{vv'} = \left| \int_0^\infty z^{2\lambda+1} e^{-(\beta+\beta')z} {}_1F_1(-v, 2\lambda; 2\beta z) {}_1F_1(-v', 2\lambda; 2\beta' z) dz \right|, \quad (26)$$

$$\delta_{v',v} = \left| \int_0^\infty x^{2\lambda+1} e^{-2\beta'x} \left[{}_1F_1(-v', 2\lambda; 2\beta'x) \right]^2 dx - \int_0^\infty x^{2\lambda+1} e^{-2\beta x} \left[{}_1F_1(-v, 2\lambda; 2\beta x) \right]^2 dx \right| \quad (27)$$

$$= \left| \int_0^\infty x^{2(\lambda+1)-1} e^{-2\beta'x} \left[{}_1F_1(-v', 2\lambda; 2\beta'x) \right]^2 dx - \int_0^\infty x^{2(\lambda+1)-1} e^{-2\beta x} \left[{}_1F_1(-v, 2\lambda; 2\beta x) \right]^2 dx \right|.$$

Приведенные выше интегралы аналитически вычисляются и имеют следующий вид [37]:

$$\mu_{v,v'} = \left(\frac{4}{k^2 - k'^2} \right)^2 \times \left\{ (\lambda(k - k') + kv - k'v')^2 - k'(\lambda(k - k') + kv - k'v') \right\} J_{-v,-v'}^{2\lambda} \quad (28)$$

$$+ \left(\frac{8}{k^2 - k'^2} \right) \{ (\lambda + v') J_{-v,-v'}^{2\lambda} - v' J_{-v,-v'+1}^{2\lambda} \},$$

$$J_{-v,-v'}^{2\lambda} = \Gamma(2\lambda) (\beta + \beta')^{-(v+v'+2\lambda)} (\beta - \beta')^v (\beta' - \beta)^{v'} \times {}_1F_1 \left(-v, -v', 2\lambda; -\frac{4\beta\beta'}{(\beta' - \beta)^2} \right). \quad (29)$$

$$\delta_{v',v} = |\xi_{v',\beta'} - \xi_{v,\beta}|, \quad (30)$$

где

$$\xi_{v,\beta} = \frac{\Gamma(2(\lambda + 1))v!}{(2\beta)^{2(\lambda+1)} 2\lambda(2\lambda + 1) \dots (2\lambda + v - 1)} \times \left\{ 1 + \sum_{s=0}^{v-1} \frac{v(v-1) \dots (v-s)(-s-3)(-s-2) \dots (s-2)}{[(s+1)!]^2 2\lambda(2\lambda + 1) \dots (2\lambda + s)} \right\}. \quad (31)$$

а. Оптическое выпрямление

Для двухуровневой системы коэффициент оптического выпрямления даётся в следующей форме [36,38]:

$$\chi_0^{(2)}(0) = \frac{4e^3 \sigma_s}{\epsilon_0 \hbar^2} \mu_{12}^2 \delta_{12} \frac{\omega_{12}^2 \left(1 + \frac{T_1}{T_2} \right) + \left(\omega^2 + \frac{1}{T_2^2} \right) \left(\frac{T_1}{T_2} - 1 \right)}{\left((\omega_{12} - \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2} \right) \left((\omega_{12} + \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2} \right)}. \quad (32)$$

Здесь, ω_{12} – частота перехода, соответствующая разности энергий первого возбуждённого состояния и основного состояния, σ_s – плотность электронов в КТ, T_1 – продольное время релаксации и T_2 – время поперечной релаксации.

В случае резонанса $\omega \approx \omega_{12}$ выражение (32) может быть значительно упрощено. В частности, максимальное значение $\chi_{0,\max}^{(2)}(0)$ определится по формуле:

$$\chi_{0,\max}^{(2)}(0) = \frac{2e^3 \sigma_s T_1 T_2}{\epsilon_0 \hbar^2} \mu_{12}^2 \delta_{12}. \quad (33)$$

b. Генерация второй гармоники в трехуровневой системе

Выражение для коэффициента ГВГ в случае двойного резонанса $\omega \approx \omega_{12} \approx \omega_{32}$ запишется в следующем виде [33]:

$$\chi_{SHG}^{(2)}(2\omega) = \frac{e^3 \sigma_s}{\epsilon_0 \hbar^2} \frac{\mu_{12} \mu_{23} \mu_{31}}{(\omega - \omega_{21} - i\Gamma_{21})(2\omega - \omega_{31} - i\Gamma_{31})}. \quad (34)$$

Время жизни для первого Γ_{21} и второго возбужденных Γ_{31} состояний будем считать равными $\Gamma_{21} = \Gamma_{31} = \Gamma$. Положение резонансного пика коэффициента ГВГ при условии двух-фотонного резонанса $\chi_{SHG, \max}^{(2)}(2\omega)$ определяется как:

$$\chi_{SHG, \max}^{(2)}(2\omega) = \frac{e^3 \sigma_s}{\epsilon_0} \frac{\mu_{12} \mu_{23} \mu_{31}}{(\hbar\Gamma)^2}. \quad (35)$$

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. При расчете всех кривых были использованы следующие параметры: времена релаксации $T_1 = 1$ ps, $T_2 = 0.2$ ps [38], плотность электронов $\sigma_s = 10^{17}$ cm⁻³.

Зависимость первых трех энергетических уровней от параметра α , который определяет ширину ямы, с глубиной $D = 30E_R \approx 175$ мЭв представлена на Рис.2. Как видно из Рис.2, все три энергетических уровня монотонно спадают с увеличением ширины ямы, что является следствием ослабления эффекта размерного квантования. При достаточно больших значениях параметра α наблюдается тенденция к эквидистантности уровней энергии. Последнее является необходимым условием для наблюдения ГВГ.

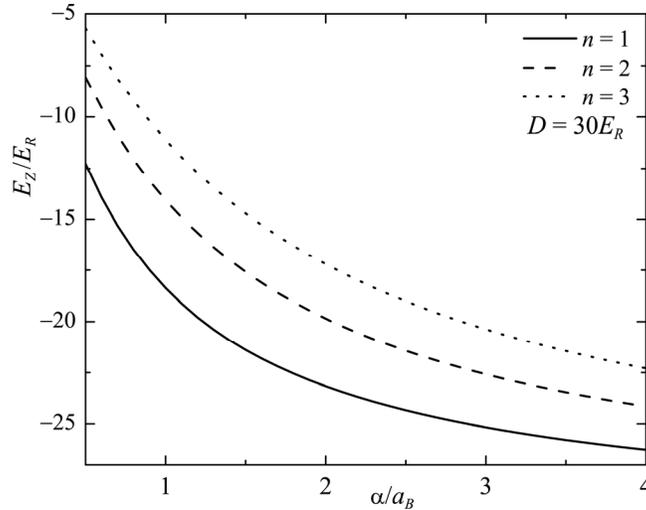


Рис.2. Зависимость первых трех энергетических уровней от ширины ямы.

В соответствии с формулой (34) была определена зависимость ГВГ от энергии падающего фотона при различных значениях параметров α (Рис.3) и D (Рис.4).

Как видно из Рис.3, величина $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}|$ растёт с уменьшением α . В тоже время, уменьшение параметра α приводит к нарушению условия двойного резонанса (см. Рис.2). Это связано с большим перекрытием волновых функций в случае меньших ширин потенциала Кратцера. Следовательно, существует оптимальное значение параметра $\alpha \sim 1a_B$, при котором имеем наибольшее пиковое значение коэффициента ГВГ.

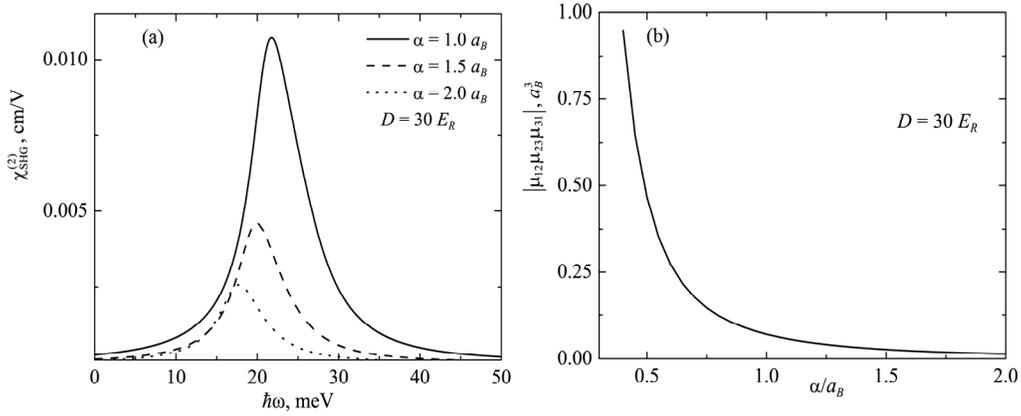


Рис.3. (а) Зависимость коэффициента ГВГ от энергии фотона, (б) зависимость величины $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$ от параметра α .

На Рис.4 наблюдается плавное смещение пика зависимости коэффициента ГВГ в область больших энергий с увеличением параметра D . Это связано,

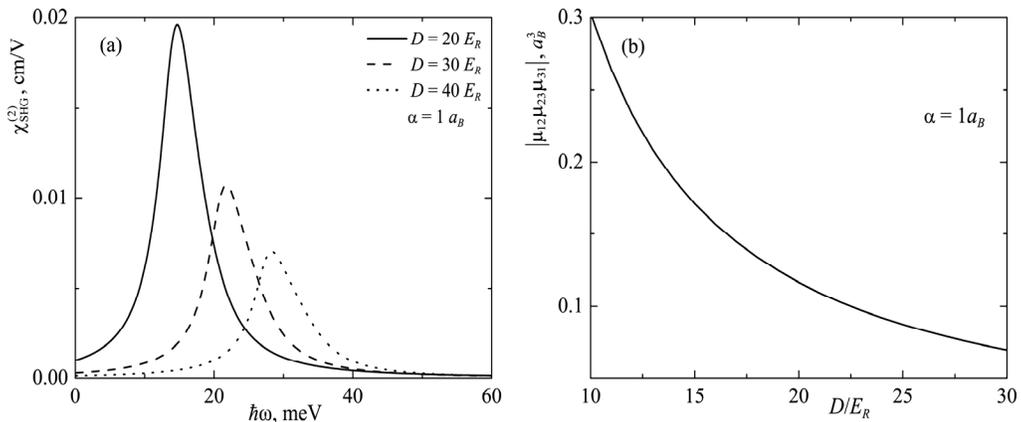


Рис.4. (а) Зависимость коэффициента ГВГ от энергии фотона. (б) зависимость величины $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$ от параметра D .

с одной стороны, с усилением эффекта размерного квантования с увеличением глубины ямы, с другой, с ослаблением интегралов перекрытия, так как с увеличением глубины между уровнями увеличивается и расстояние перекрытия волновых функций ослабевает, с чем и связано уменьшение высоты пика ГВГ. Отметим, что в экспериментальной работе [39] рассмотрена ГВГ в КТ ZnS , где поведение кривой ГВГ имело похожий вид.

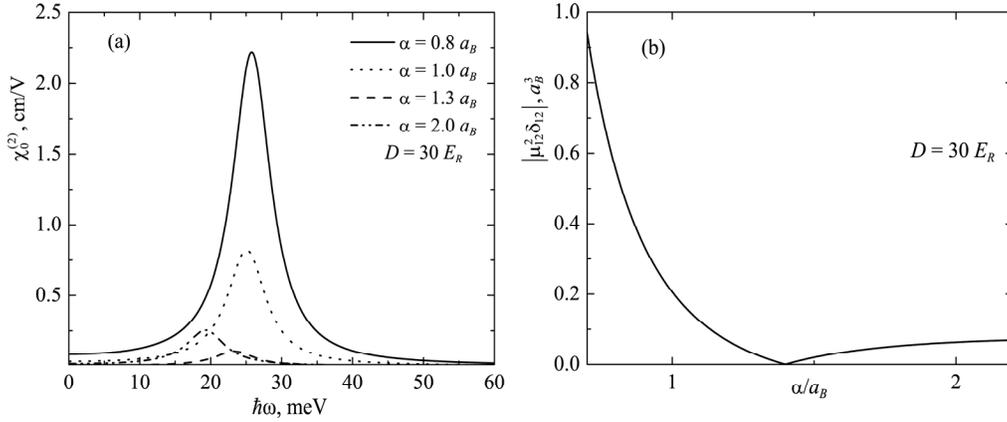


Рис.5. (а) Зависимость коэффициента оптического выпрямления от энергии падающего фотона, (б) зависимость величины $\mu_{12}^2\delta_{12}$ от параметра α .

На Рис.5 представлена зависимость коэффициента оптического выпрямления от энергии падающего фотона.

Как видно из данного рисунка, кривая зависимости пикового значения коэффициента оптического выпрямления проявляет немонотонный характер: при

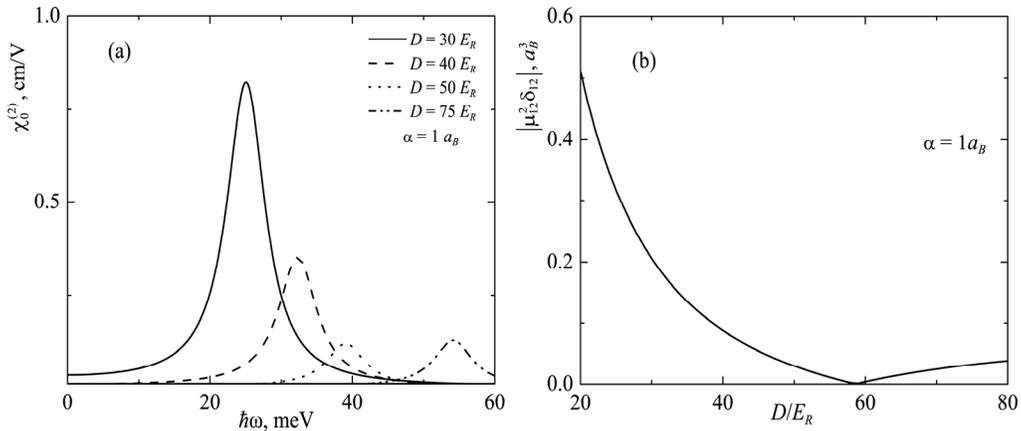


Рис.6. (а) Зависимость коэффициента оптического выпрямления от энергии падающего фотона, (б) зависимость величины $\mu_{12}^2\delta_{12}$ от параметра D .

увеличении α сначала спадает, доходя до нуля ($\alpha \approx 1.4$), а после растёт, переходя в насыщение (см. Рис.5b).

Как видно из формулы (32), величина $\mu_{12}^2 \delta_{12}$ определяет высоту пика коэффициента оптического выпрямления. Как видно из определения δ_{12} , эта величина является разностью средних значений волновых функций координаты z для основного и первого возбуждённого состояний. Зависимость этой величины от геометрических параметров и глубины ямы имеет немонотонный характер (Рис.5b, Рис.6b).

4. Заключение

В данной работе рассмотрены нелинейные оптические свойства цилиндрической КТ с потенциалом Кратцера. Получены аналитические выражения для спектра энергий волновых функций, а также матричных элементов внутризонных переходов. Найдены значения геометрических параметров рассматриваемой структуры, при которых выполняются условия двойного резонанса. Продемонстрирован немонотонный характер поведения высот пиков коэффициента оптического выпрямления в зависимости от ширины и глубины потенциальной ямы в аксиальном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov.** Quantum dot heterostructures, John Wiley & Sons, 1999.
2. **Е.М. Kazaryan, S.G. Petrosyan.** Physical principles of semiconductor nanoelectronics. RAU, Yerevan, 2005.
3. **R.J. Warburton, C. Schulhauser, D. Haft, C. Schäflein, K. Karrai, J.M. Garcia, W. Schoenfeld, P.M. Petroff.** Physical Review B, **65**, 113303 (2002).
4. **G. Cao.** Nanostructures and nanomaterials: synthesis, properties and applications, Imperial college press, 2004.
5. **J.M. Caruge, J.E. Halpert, V. Wood, V. Bulović and M.G. Bawendi.** Nature photonics, **2**, 247 (2008).
6. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan and H.A. Sarkisyan.** Optics Communications, **371**, 138 (2016).
7. **J.L. Zhu, J.J. Xiong and B. L. Gu.** Physical Review B, **41**, 6001 (1990).
8. **G. Cantele, G. Piacente, D. Ninno, G. Iadonisi.** Physical Review B, **66**, 113308 (2002).
9. **D.B. Hayrapetyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 292 (2007).
10. **M.R.K. Vahdani, G. Rezaei.** Physics Letters A, **374** 637 (2010).
11. **M.S. Atoyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **22**, 860 (2004).
12. **M.S. Atoyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and

- Nanostructures, **31**, 83 (2006).
13. **U. Woggon**. Optical properties of semiconductor quantum dots, Springer, 1997.
 14. **S.D.A.B.M. Schmitt-Rink, D.A.B. Miller, D.S. Chemla**. Physical Review B, **35**, 8113 (1987).
 15. **T. Takagahara**. Physical Review B, **36** 9293 (1987).
 16. **B. Li, K.X. Guo, C.J. Zhang, Y.B. Zheng**. Physics Letters A, **367**, 493 (2007).
 17. **S. Shao, K.X. Guo, Z.H. Zhang, N. Li, C. Peng**. Superlattices and Microstructures, **48**, 541 (2010).
 18. **G. Liu, et al**. Superlattices and Microstructures, **53**, 173 (2013).
 19. **A.A. Portacio, B.A. Rodríguez, P. Villamil**. Superlattices and Microstructures, **113**, 550 (2018).
 20. **W. Xie**. Physics Letters A, **372**, 5498 (2008).
 21. **A. Bera, A. Ghosh, M. Ghosh**. Optical Materials, **69**, 352 (2017).
 22. **S. Malik, C. Roberts, R. Murray, M. Pate**. Applied Physics Letters, **71**, 1987 (1997).
 23. **J.M. Garcia, G. Medeiros-Ribeiro, K. Schmidt, T. Ngo, J.L. Feng, A. Lorke, P.M. Petroff**. Applied Physics Letters, **71**, 2014 (1997).
 24. **J.A. Barker, E.P. O'Reilly**. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **4**, 231 (1999).
 25. **L. Lu, W. Xie, H. Hassanabadi**. Journal of Luminescence, **131**, 2538 (2011).
 26. **D.B. Hayrapetyan, et al**. Nanotechnology VII. International Society for Optics and Photonics, **9519**, 951919 (2015).
 27. **M.C. Onyeaju, et al**. Few-Body Systems, **57**, 793 (2016).
 28. **P.C. Jasmine, A.J. Peter, C.W. Lee**. Chemical Physics, **452**, 40 (2015).
 29. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan**. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **49**, 119 (2014).
 30. **S. Flügge**. Practical quantum mechanics, Springer Science & Business Media, 2012.
 31. **D.B. Hayrapetyan, S.M. Amirkhanyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan**. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **84**, 367 (2016).
 32. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan**. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **66**, 7 (2015).
 33. **E. Rosencher, Ph. Bois**. Physical Review B, **44**, 11315 (1991).
 34. **W. Xie**. Journal of Luminescence, **143**, 27 (2013).
 35. **S. Baskoutas, E. Paspalakis, A.F. Terzis**. Physical Review B, **74**, 153306 (2006).
 36. **D. Ahn, S.L. Chuang**. IEEE Journal of Quantum Electronics, **23**, 2196 (1987).
 37. **L.D. Landau, E.M. Lifshits**. Kvantovaya mekhanika (Quantum Mechanics), Moscow: Nauka, 1989.
 38. **S. Baskoutas, E. Paspalakis, A. F. Terzis**. Journal of Physics: Condensed Matter, **19**(39), 395024 (2007).
 39. **A.K. Kole et al**. Optics Communications, **313**, 231 (2014).

ԿՐԱՏՅԵՐԻ ՄԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՂ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ ԳԼԱՆԱԶԵՎ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Դ.Ա. ԲԱԴԴԱՍԱՐՅԱՆ, Է.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ,
Հ.Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Դիտարկվել են էլեկտրոնային վիճակները առանցքային ուղղությամբ Կրատցերի սահմանափակող պոտենցիալով գլանաձև քվանտային կետում: Տեսականորեն ուսումնասիրվել են ներգոտիական անցումների համար ոչ գծային օպտիկական ուղղումը և երկրորդ հարմոնիկի գեներացիան նման կառուցվածքում: Գտնվել են ալիքային ֆունկցիաների էներգիական սպեկտրի վերլուծական հայտարարությունները, ինչպես նաև մատրիցական տարրերը: Որոշվել են օպտիկական ուղղման և երկրորդ հարմոնիկայի գործակիցների կախվածությունները ընկնող լույսի էներգիայից: Ցույց է տրվել ուղղման գործակցի գագաթների բարձրության ոչ մոնոտոն վարքը՝ կախված առանցքային ուղղությամբ Կրատցերի պոտենցիալի կիսալայնությունից և խորությունից:

NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES OF CYLINDRICAL QUANTUM DOT WITH KRATZER CONFINING POTENTIAL

D.A. BAGHDASARYAN, E.S. HAKOBYAN, D.B. HAYRAPETYAN,
H.A. SARKISYAN, E.M. KAZARYAN

Electronic states are considered in a cylindrical quantum dot with Kratzer confining potential in axial direction. The nonlinear optical rectification and second harmonic generation for intraband transitions in this system are studied theoretically. Analytical expressions are calculated for the energy spectrum of the wave functions, as well as for the matrix elements. The dependences of the coefficients of optical rectification and the second harmonic on the incident photon energy are obtained. The nonmonotonic behavior of the dependences of the heights of the peaks of the optical rectification coefficients depending on the half width and depth of the Kratzer confining potential in the axial direction is demonstrated.

УДК 621.3

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕНСОРОВ ПАРОВ ПЕРЕКИСИ ВОДОРОДА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ПОКРЫТЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ ДВУОКИСИ ОЛОВА

З.Н. АДАМЯН^{1*}, А.Г. САЮНЦ¹, Э.А. ХАЧАТУРЯН¹,
В.М. АРАКЕЛЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН¹, В. JOOST²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Institute for Pharmaceutical Technology, Muttenz, Switzerland

*e-mail: zad@ysu.am

(Поступила в редакцию 5 октября 2018 г.)

В работе приводятся результаты исследований MWCNTs/SnO₂ нанокompозитных сенсоров паров пероксида водорода. Разработана технология изготовления этих сенсоров. В результате измерений температурных характеристик выявлена оптимальная рабочая температура исследуемых сенсоров, равная 100°C. Кривые отклика и восстановления сенсоров исследованы при наличии различных концентраций паров перекиси водорода в атмосфере. Достаточно высокий отклик зарегистрирован уже при близких к пороговым низким концентрациях целевого газа, присутствующих в воздухе. Линейная зависимость отклика сенсоров от концентрации паров пероксида водорода в двойном логарифмическом масштабе наблюдалась в определенном диапазоне концентраций. Минимальная зарегистрированная концентрация паров пероксида водорода менее, чем 1 ppm.

1. Введение

Пары пероксида водорода стали обычным дезинфицирующим средством из-за их выраженных бактерицидных свойств [1,2]. Перекись водорода характеризуется широким спектром антибактериальных свойств и низкой токсичностью. Однако пары перекиси водорода относятся к категории опасных веществ. Для людей, находящихся в рабочем помещении, установлена определенная предельно допустимая концентрация паров перекиси водорода. Следовательно, существует необходимость в защите персонала от случайной утечки паров H₂O₂ в помещениях, не подлежащих дезинфекции. При значительном давлении (1.2 кПа при 50°C) пары пероксида водорода потенциально взрывоопасны. В последнее время легко перерабатываемые взрывчатые вещества на основе перекиси

водорода наиболее активно используются группами террористов [3–5], поэтому как разработка датчиков для обнаружения паров H_2O_2 , так и определение их концентрации в окружающей среде очень актуальны и важны.

На сегодняшний день предложено несколько методов обнаружения перекиси водорода: хемилюминесцентный, спектрофотометрический, флуориметрический, калориметрический, оптической интерферометрии. Все эти методы сложны, дороги и требуют значительного времени для получения результата. Кроме того, эти методы не всегда позволяют измерять низкие концентрации H_2O_2 в диапазоне предельной концентрации 1 ppm. Это представляется возможным и перспективным при обнаружении паров H_2O_2 с использованием полупроводниковых газовых сенсоров на основе металлооксидов [6–8] и их нанокompозитов, включая углеродные нанотрубки, различные катализаторы, металл-фталоцианины [4,9–11] и другие.

Наши предыдущие работы [12–15] продемонстрировали, что газовые сенсоры, основанные на многослойных углеродных нанотрубках, покрытых наночастицами оксида олова ($\text{MWCNTs}/\text{SnO}_2$), обладают хорошей чувствительностью к различным газам и парам органических соединений. Улучшению чувствительных характеристик способствует большая удельная площадь поверхности этих нанокompозитов. С другой стороны, наличие наноканалов для газовой диффузии в виде полых углеродных нанотрубок (УНТ) [16] также способствует улучшению газочувствительных характеристик такого нанокompозита. Кроме того, известно, что на границе между наночастицами оксида олова и углеродными нанотрубками формируются n-p гетеропереходы, поскольку SnO_2 является полупроводником n-типа, тогда как углеродные нанотрубки являются материалом p-типа [17]. Адсорбция молекул газа влияет как на обедненные слои на поверхности наночастиц SnO_2 , так и на гетеропереходы p-MWCNTs/n-SnO₂. Существование этого гетероперехода также должно способствовать увеличению сигнала сенсора. Поверхностная модификация гибридных газовых датчиков и сенсоров УНТ/металлоксид на основе компонентов нанокompозитов с благородными металлами, особенно с Ru, способствует повышению чувствительности и улучшению быстродействия работы сенсоров газа [18–20], так как эти металлы или их оксиды являются катализаторами химических реакций, происходящих на поверхности. Так, высокая чувствительность, хорошая селективность и более низкие рабочие температуры характерны для сенсоров паров различных спиртов, углеводов, изготовленных на основе рутенированных нанокompозитов $\text{SnO}_2/\text{MWCNTs}$ [12–16,20,21].

Все упомянутое выше способствует очувствлению и улучшению характеристик $\text{MWCNTs}/\text{SnO}_2$ газовых сенсоров к парам пероксида водорода. В настоящей работе приведены некоторые результаты этих исследований.

2. Технология нанокompозитных SnO₂/MWCNTs сенсоров паров пероксида водорода

Нами разработаны два типа образцов, чувствительных к парам перекиси водорода.

2.1. Рутенированные нанокompозитные образцы, полученные с использованием гидротермального метода

Изготовление нанокompозитных материалов с использованием гидротермального метода проводилось в два этапа. Во-первых, очищенные MWCNT диспергировались в воде путем обработки ультразвуком. Затем рассчитанное количество прекурсора SnCl₂ · 2H₂O растворяли в другом химическом стакане в воде, после чего к раствору добавляли 3 см³ HCl. Выбор воды а не, например, этанола в качестве растворителя был предпочтителен для нас с точки зрения ожидаемого улучшения характеристик газочувствительности с учетом того факта, что при этом подавляющее количество УНТ покрывается наночастицами SnO₂ [22]. На следующем этапе суспензию MWCNTs и раствор прекурсора смешивали и обрабатывали ультразвуком в течение 30 мин. Для получения нанокompозитов вышеупомянутые растворы выливались в автоклавы, где гидротермальный синтез проводили при 150°C в течение 1 дня. В конце этой процедуры все полученные нанокompозитные порошки фильтровали и сушили при 90°C в течение 5 часов. Конечное массовое соотношение компонентов нанокompозита MWCNTs/SnO₂, полученное в этом исследовании с использованием гидротермального метода, составляло соответственно 1:200. Процесс гидротермального синтеза подробно описан в [12,13,23].

Паста для толсто пленочного осаждения, полученная смешиванием порошков с α-терпинеолом ('SigmaAldrich') и метанолом, наносилась на химически обработанную поверхность подложки из поликора поверх заранее сформированных тонкопленочных платиновых гребенчатых электродов. Тонкопленочный же платиновый нагреватель формировался на обратной стороне подложки. Полученные нанокompозитные структуры разрезались на чипы размером 3×3 мм. После этого процессы сушки и отжига нанокompозитных толстых пленок выполнялись в два этапа: первый – нагрев толстых пленок до 220°C с повышением температуры 2°C·мин⁻¹ с выдерживанием при этой температуре в течение 3 ч. Затем второй этап – увеличение температуры до 395°C со скоростью 1°C·мин⁻¹ и выдерживание в течение 3 часов. После завершения всей процедуры отжига образцы с толстой пленкой оставались в печи до их полного охлаждения со скоростью охлаждения печи.

После процессов отжига и охлаждения поверхность толстых пленок MWCNTs/SnO₂ рутенировалась путем погружения образцов в 0.01 М раствор

RuOHCl_3 в течение 20 мин, после чего проводилась сушка при 80°C в течение 30 мин. Отжиг полученных структур с рутением проводился снова при том же режиме, который был отмечен выше. Выбор рутения в качестве катализатора определялся его некоторыми преимуществами, обсужденными в [12,13,15].

2.2. Нерутенированные нанокompозитные структуры, полученные золь-гель методом

Порошок для этих образцов был получен из 0.5 М водного раствора $\text{SnCl}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ с добавлением карбоксилатов MWCNTs в смеси кислот $\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{SO}_4$ (1: 3) методом золь-гель. Толстые пленки были получены на основе нанокompозитного порошка MWCNTs/ SnO_2 с соотношением компонентов 1:50. Все порошки отжигались при 395°C в течение 5 часов, а затем измельчались в агатовой ступке. В качестве подложек для нанесения суспензии MWCNTs/ SnO_2 для данных образцов использовались мультисенсор-платформы, приобретенные в TESLA BLATNÁ, Чешская Республика (см. Рис.1). Паста для нанесения толстой пленки была получена с использованием этиленгликоля в качестве связующего. Эти образцы после печати на подложке поверх Pd-гребенчатых электродов сушились при 50°C в течение 3 дней, а затем проводился процесс отжига с повышением температуры со скоростью $2^\circ\text{C}/\text{мин}$ до 234°C и выдержке при этой температуре в течение 2 часов.

На заключительной стадии рутенированные MWCNTs/ SnO_2 структуры, также как и нерутенированные чипы, устанавливались в корпуса ТО-5, и после сварки выводов газовые сенсоры были готовы к измерениям.

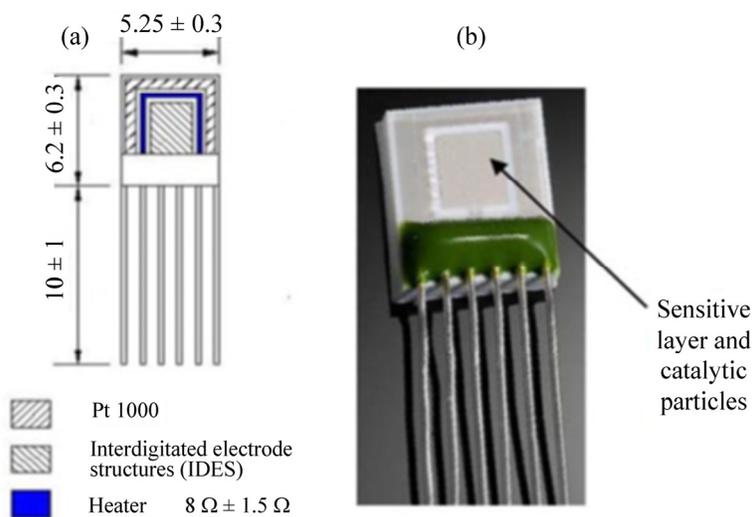


Рис.1. (a) Структура мультисенсор-платформы и (b) сенсора, установленного на ней [8].

3. Характеристики сенсоров паров пероксида водорода

3.1. О характеристиках материала сенсоров

Морфология полученных нанокompозитных порошков SnO₂/MWCNTs изучалась с помощью сканирующей электронной микроскопии с использованием сканирующего микроскопа Hitachi S-4700 Type II FE-SEM, работающего в диапазоне 5–15 кВ. Присутствие оксидного слоя было подтверждено данными SEM-EDX. Кроме того, кристаллическая структура неорганического слоя также изучалась методом рентгеновской дифракции с использованием дифрактометра Rigaku Miniflex II. Результаты этих исследований подробнее представлены в [12, 13]. Здесь мы только отметим, что средний кристаллический размер наночастиц SnO₂, оцененный в результате анализа изображений сканирующего электронного микроскопа и данных рентгеновской дифракции, составляет менее 12 нм, а средний диаметр УНТ, непокрытых наночастицами SnO₂, составляет около 40 нм.

3.2. Характеристики рутенированных MWCNTs/SnO₂ сенсоров паров H₂O₂

Измерение и тестирование характеристик обоих типов сенсоров паров перекиси водорода были выполнены с использованием программно-управляемой автоматизированной установки [21].

Газочувствительные характеристики изучались в диапазоне рабочих температур 20–150°C. При более высоких температурах сколь-нибудь заметная газовая чувствительность не наблюдалась. Газовый отклик сенсоров определяется

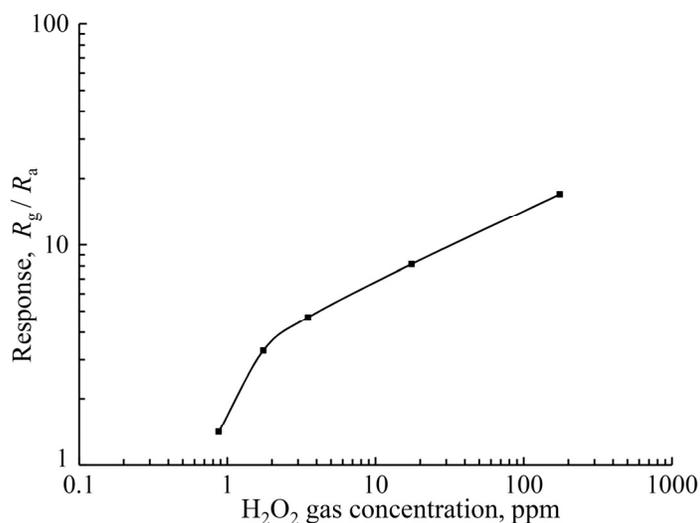


Рис.2. Зависимость отклика рутенированного MWCNTs/SnO₂ сенсора от концентрации паров H₂O₂.

как R_g/R_a , где R_g и R_a – электрические сопротивления сенсоров, находящихся в целевой атмосфере газ/воздух и в чистом воздухе соответственно. Времена отклика и восстановления определяются как времена, необходимые для достижения 90%-ного изменения сопротивления, отсчитываемого от соответствующей установившейся величины каждого сигнала.

В результате измерений параметров сенсоров при разных температурах была выявлена оптимальная рабочая температура сенсоров $\sim 100^\circ\text{C}$. Зависимость отклика рутенированного MWCNTs/SnO₂ (1:200) сенсора H₂O₂ от концентрации паров, измеренная при рабочей температуре 100°C, представлена на Рис.2.

Газочувствительные характеристики рутенированных MWCNTs/SnO₂ структур – величина отклика, времена реакции и восстановления – в присутствие различных концентраций паров H₂O₂ в воздухе, измеренные при рабочей температуре 100°C представлены в Табл.1.

Табл.1. Величины отклика, а также времена реакции и восстановления рутенированных MWCNTs/SnO₂ структур в зависимости от концентрации паров H₂O₂ в воздухе

H ₂ O ₂ , ppm	R_g/R_a	τ_{res} , min	τ_{rec} , min
175	17	0.5	–
17.5	8.17	2.68	76.5
3.5	4.86	3.7	34.7
1.75	3.3	5.85	41.75
0.875	1.41	4.16	–

3.3. Характеристики нерутенированных MWCNTs/SnO₂ сенсоров паров H₂O₂

На рис.3 представлена зависимость отклика нерутенированных MWCNTs/SnO₂ (1:50) нанокompозитных сенсоров H₂O₂ от концентрации газа, измеренная при рабочей температуре 100°C.

Очевидно, что для нерутенированных образцов, полученных золь-гель технологией, характерен сигнал высокого уровня – около трех порядков по величине и выше. Линейная часть кривой отклика находится в диапазоне концентраций газа около 3–30 ppm. С увеличением концентрации газа зависимость отклика нерутенированных MWCNTs/SnO₂ сенсоров от концентрации H₂O₂ пара выходит на насыщение. Последнее, скорее всего, указывает на то, что сам пар H₂O₂ достигает насыщения (точка росы), после чего пар H₂O₂ переходит в жидкое состояние в виде аэрозоля в воздухе или начинает конденсироваться на любом поверхностном слое.

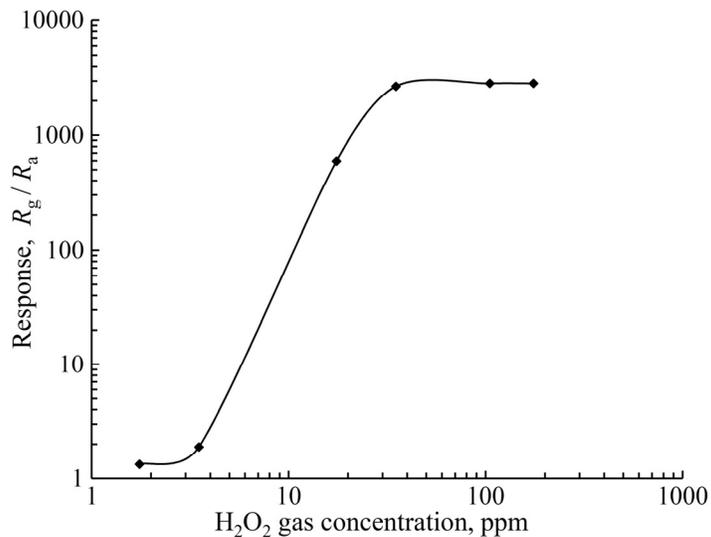


Рис.3. Зависимость отклика нерутенированных MWCNTs/SnO₂ сенсоров от концентрации паров H₂O₂.

В качестве примера на Рис.4 представлена кривая отклика/восстановления нерутенированного сенсора паров H₂O₂, которая получена при рабочей температуре 100°C и при наличии 17.5 ppm концентрации газа в воздухе.

Данные по величинам отклика и временам реакции и восстановления нерутенированных сенсоров, полученные в результате воздействия разных концентраций паров H₂O₂ в воздухе, объединены в Табл.2.

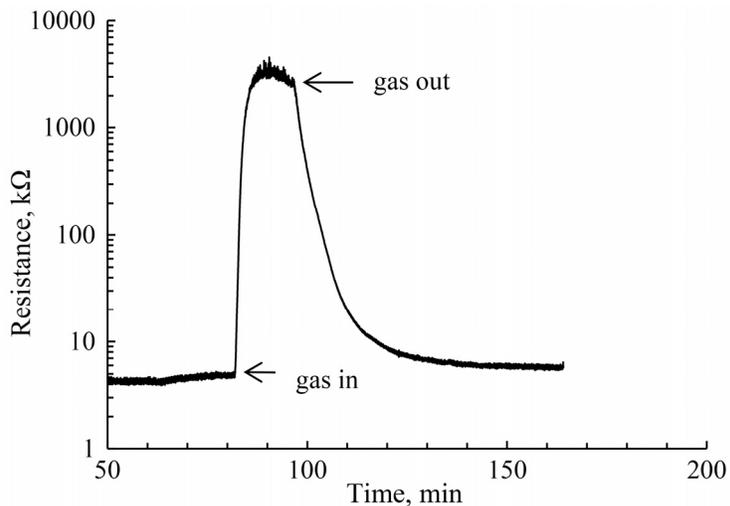


Рис.4. Кривая отклика/восстановления нерутенированного MWCNTs/SnO₂ сенсора паров H₂O₂, измеренная при концентрации газа 17.5 ppm.

Табл.2. Кривая отклика/восстановления нерутенированного MWCNTs/ SnO₂ сенсора паров H₂O₂, измеренная при концентрации газа 17.5 ppm

H ₂ O ₂ , ppm	R _g /R _a	τ _{res} , min	τ _{rec} , min
175	2856	4.4	8
105	2855	3	13
35	2688	2	4.5
17.5	595	3.5	5.7
3.5	1.89	1.5	4
1.75	1.33	0.8	4

Зависимости времен отклика обоих типов исследуемых сенсоров от концентрации H₂O₂ в воздухе представлены на Рис.5. Как видно из Рис.5 и Таблиц 1 и 2, время отклика обоих типов сенсоров изменяется в диапазоне 0,8–5 мин. Времена же восстановления нерутенированных MWCNTs/SnO₂ (1:50) сенсоров H₂O₂ значительно меньше, чем у рутенированных MWCNTs/SnO₂ (1:200) сенсоров.

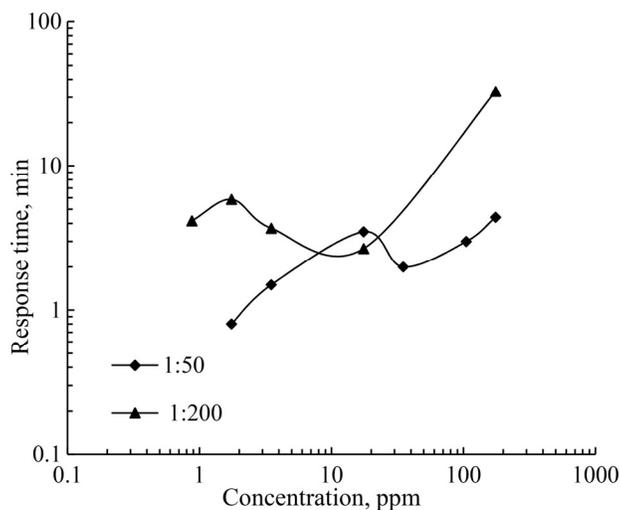


Рис.5. Зависимости времен отклика обоих типов исследуемых сенсоров от концентрации паров H₂O₂ в воздухе, измеренные при рабочей температуре 100°C.

4. Заключение

Таким образом, разработаны два типа нанокompозитных MWCNTs/ SnO₂ сенсоров перекиси водорода, обеспечивающих отклик достаточно большой амплитуды в присутствии низких концентраций целевого газа в воздухе.

Минимальная зарегистрированная сенсорами концентрация H_2O_2 газа составляет менее 1 ppm.

Линейные части зависимостей отклика от концентрации паров пероксида водорода, измеренных для рутенированных и нерутенированных нанокompозитных сенсоров, расположены в диапазонах 2–120 ppm и 3–30 ppm соответственно. Отклик нерутенированных сенсоров значительно превышает отклик рутенированных сенсоров. Так, с ростом концентрации паров H_2O_2 всего лишь на один порядок по величине отклик нерутенированных сенсоров возрастает на три порядка по величине, достигая 2.5×10^3 и выше.

Работа проведена при поддержке Швейцарского национального научного фонда в рамках проекта SCOPES DecoComp.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.T. Hess**, Hydrogen Peroxide in Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology, 13, Wiley, New York, 1995, p. 961.
2. **I. Taizo, A. Sinichi, K. Kawamura**. PDA J. Pharm. Sci. Tech, **52**, 13 (1998).
3. **F. Dubnikova, R. Kosloff, et al.** J. Amer. Chem. Soc., **27**, 1146 (2005).
4. **S. Banerjee, S.K. Mohapatra, et al.** Nanotechnology, **20**, 075502 (2009).
5. **W. Xu, Y. Fu, Y. Gao, et al.** Chem. Commun., **51**, 10868 (2015).
6. **S. Reisert, B. Schneider, et al.** Phys. Stat. Sol. A, **210**, 5, 898 (2013).
7. **S. Reisert, H. Geissler, et al.** Phys. Stat. Sol. A, **208**, 6, 1351 (2011).
8. **V.M. Aroutiounian, V. Araqelyan, M. Aleksanyan, et al.** JSSS, **7**, 281 (2018).
9. **D.-J. Lee, S.-W. Choi, Y.T. Byun.** Sens. Actuators B, **256**, 744 (2018).
10. **A.L. Verma, S. Saxena, G.S.S. Saini, et al.** Thin Solid Films, **519**, 8144 (2011).
11. **F.I. Bohrer, C.N. Colesniuc, J. Park, et al.** J. Amer. Chem. Soc., **130**, 3712 (2008).
12. **V.M. Aroutiounian, A.Z. Adamyan, et al.** Sens. Actuators B, **177**, 308 (2013).
13. **V. Aroutiounian, Z. Adamyan, A. Sayunts, et al.** IJETST, **1**, 8, 1309 (2014).
14. **Z. Adamyan, A. Sayunts, V. Aroutiounian, et al.** Sensors & Transducers, **213**, 6, 38 (2017).
15. **З.Н. Адамян, А.Г. Саюнц, и др.** Изв. НАН РА, Физика, **51**, 192 (2016).
16. **N. Sinha, J. Ma, J.T.W. Yeow.** J. Nanoscience and Nanotechnology, **6**, 573 (2006).
17. **R. Leghrib, A. Felten, J.J. Pireaux, E. Llobet.** Thin Solid Films, **520**, 966 (2011).
18. **M. Penza, R. Rossi, M. Alvisi, et al.** Sens. Actuators B, **135**, 289 (2008).
19. **M. Penza, G. Cassano, R. Rossi, et al.** Appl. Phys. Lett., **90**, 173123-1 (2007).
20. **M.S. Wagh, G.H. Jain, D.R. Patil, et al.** Sens. Actuators B, **122**, 357 (2007).
21. **Z. Adamyan, A. Sayunts, V. Aroutiounian, et al.** JSSS, **7**, 31 (2018).
22. **Z. Nemeth, B. Reti, Z. Pallai,** Phys. Stat. Sol. (B) Basic Research, **251**, 2360 (2014).
23. **Z. Nemeth, Z. Pallai, B. Reti, et al.** J. Coating Sci. Tech., **1**, 137 (2014).

ԱՆԱԳԻ ԵՐԿՕՔՍԻԴԻ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՎ ՊԱՏՎԱԾ ԱԾԽԱԾՆԻ
ՆԱՆՈՒՈՂՈՎԱԿՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ՋՐԱԾՆԻ ՊԵՐՕՔՍԻԴԻ
ԳՈՒՈՐՇԻՆԵՐԻ ՍԵՆՍՈՐՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Ջ.Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Ա.Գ. ՍԱՅՈՒՆՅ, Ե.Ա. ԽԱԶԱՏՈՒՐՅԱՆ,
Վ.Մ. ԱՐԱՔԵԼՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Բ. ՋՈՒՍՏ

Տվյալ աշխատանքում ներկայացվում են նանոկոմպոզիտային MWCNTs/SnO₂ ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների հետազոտությունների արդյունքները: Մշակված է այդ սենսորների պատրաստման տեխնոլոգիան: Ջերմաստիճանային բնութագրերի հետազոտման արդյունքում հայտնաբերվել է սենսորների օպտիմալ շխատանքային 100°C ջերմաստիճանը: Հետազոտվել են սենսորների արձագանքի և վերականգման փոփոխությունների կորերը ըստ ժամանակի մթնոլորտում տարբեր կոնցենտրացիաների ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների առկայության պայմաններում: Դիտվում է բավականին բարձր արձագանք, երբ օդում առկա է շեմայինին մոտ թիրախային գազի փոքր կոնցենտրացիա: Ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների կոնցենտրացիաների որոշակի տիրույթում կրկնակի լոգարիթմական մասշտաբում դիտվում է գազի կոնցենտրացիայից սենսորի արձագանքի գծային կախվածություն: Գրանցված մինիմալ գազի կոնցենտրացիան է 1 ppm կամ դրանից ցածր:

STUDY OF HYDROGEN PEROXIDE VAPORS SENSORS
MADE ON THE BASE OF CARBON NANOTUBES
COATED WITH TIN OXIDE NANOPARTICLES

Z.N. ADAMYAN, A.G. SAYUNTS, E.A. KHACHATURYAN,
V.M. ARAKELYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, B. JOOST

In this work, we present the results of studies of the nanocomposite MWCNTs/SnO₂ hydrogen peroxide vapor sensors. The technology of manufacturing of these sensors has been developed. 100°C optimal operating temperature of the studied sensors has been found as a result of the measurements of the temperature characteristics. The response and recovery curves of the sensors were investigated in the presence of different concentrations of hydrogen peroxide vapor in the atmosphere. Sufficiently high response is observed when low concentrations of the target gas present in the air. The linear dependence of the response of the sensor on the concentration of hydrogen peroxide vapor is observed in a double logarithmic scale in a certain concentration range. The minimal registered gas concentration is 1 ppm or less.

УДК 548.0.532.783

ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ЛИОТРОПНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Г.Г. БАДАЛЯН*, С.О. ФАЛТАДЖАНЫ

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: hbadal@ysu.am

(Поступила в редакцию 24 декабря 2018 г.)

При помощи одновременной дифракции рентгеновских лучей под большим и малым углами и оптического поляризационного микроскопа было изучено влияние гамма-лучей на структуру лиотропных ламелярных жидких кристаллов. Показано, что вследствие воздействия этих лучей в ламеле нарушается баланс электростатических отталкивающих и Ван-дер-Ваальсовых сил, в результате чего изменяются структурные параметры ламеллы – толщина ламеллы, парциальная площадь, приходящаяся на одну головку фосфолипидной молекулы, а также степень кристаллизации. В результате слой фосфолипиды набухает и возникают микронапряжения.

1. Введение

Лиотропные жидкие кристаллы были обнаружены более сотни лет назад, однако интерес исследователей к ним не угас в основном по двум причинам:

1. они считаются конденсированной средой;
2. в них ламеллы являются простыми физическими моделями биологических мембран.

Структурные изменения ламелл можно считать подобными структурным изменениям биологических мембран, поскольку их основной каркас составляют фосфолипиды – в частности, в мембране эритроцита преобладает фосфодитилхолин (лецитин), а в оболочке бактерий – фосфодитиэтаноламин. Как показывают научные эксперименты, данные, полученные из опытов и компьютерного моделирования ламелл, можно успешно использовать для реальной биологической мембраны, так как результаты, полученные из физических и компьютерных моделей, в основном, совпадают качественно, а в некоторых случаях точно [1–3]. При использовании подобных моделей, были получены данные как о структурных и функциональных изменениях биологической мембраны, так и о фазовых переходах и биологической функции в мембранах. Вследствие этого, в последние годы непосредственной мишенью ионизирующих и не ионизирующих

радиаций считается не ДНК, а биологическая мембрана [4–5]. С другой стороны, применение лиотропных жидких кристаллов получило новый размах в технике: в качестве дисплеев, устройств памяти и т.д., для которых крайне очень актуально сохранение защиты от ионизирующих и не ионизирующих радиаций, особенно, для современной военной техники. Поэтому изучение влияния ионизирующих радиаций на лиотропные жидкие кристаллы является актуальной задачей.

2. Экспериментальная часть

Для получения экспериментальных данных был использован метод дифракции рентгеновских лучей одновременно под малыми и большими углами, а также были проведены исследования при помощи оптического поляризационного микроскопа. Схема реализации дифракции рентгеновских лучей одновременно под малыми и большими углами приведена на рис. 1.

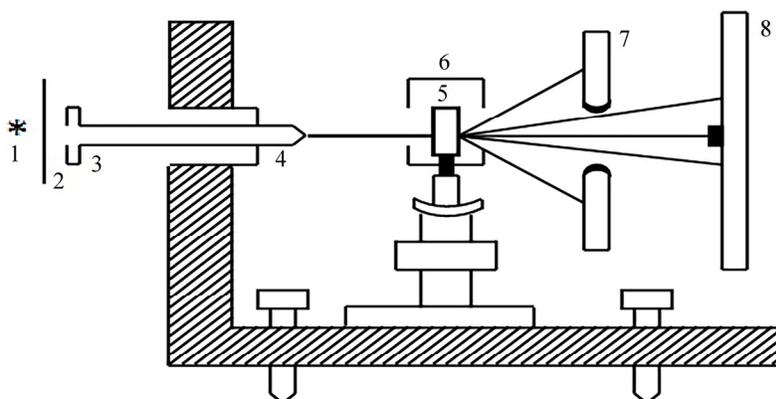


Рис.1. Используемая рентгеновская дифракционная схема. 1 – Источник рентгеновских лучей, 2 – Ni-ый фильтр, 3 – вход коллиматора, 4 – коллиматор, 5 – образец, 6 – камера, 7 – пленка для регистрации рентгеновских лучей под большими углами, 8 – пленка регистрирования рентгеновских лучей под малыми углами.

Для анализа рентгеновского дифракционной картины использована двухпараметровая формула Лузати [6]

$$d = l_0 + \left(k + \frac{2\mu}{\rho_0 S_0} \right) \frac{C_w}{C_a} \quad (1)$$

где d период идентичности, l_0 длина фосфолипидной молекулы, k коэффициент набухания, μ молекулярная масса фосфолипида, ρ_0 плотность воды, S_0 парциальная площадь одной головки фосфолипида, C_w концентрация воды, C_a

концентрация анфифила в жидком кристалле. Формула (1) дает возможность найти степень набухания ламеля, парциальную площадь одной головки составляющей ламель фосфолипидной молекулы. Получив график зависимости d от C_w/C_a описываемой формулой (1) в виде линейной функции, для угла наклона прямой находим

$$\tan \alpha = k + \frac{2\mu}{\rho_0 S_0} \quad \text{или} \quad k = \tan \alpha - \frac{2\mu}{\rho_0 S_0}. \quad (2)$$

Во втором члене правой части формулы (2) величины μ и ρ_0 являются табличными данными, а S_0 представляется из дифракционной картины, полученной под большими углами. Имея эти данные, из формулы (2) получаем коэффициент набухания биологической мембраны, являющийся очень важным параметром для обеспечения естественной жизнедеятельности биологической мембраны. Кроме того, пользуясь результатами, полученными из микрофотометрии интенсивности рентгено-дифракционной картины, можно определить степень кристаллизации ламеля [7] в виде

$$\delta = I_k (I_k + 0.65 I_A), \quad (3)$$

из формулы (3). Здесь I_k интенсивность дифракции на кристаллической части, I_A полученной от аморфной части, 0.65 – коэффициент, зависящий от температуры и разности плотностей в аморфной и кристаллической фазах.

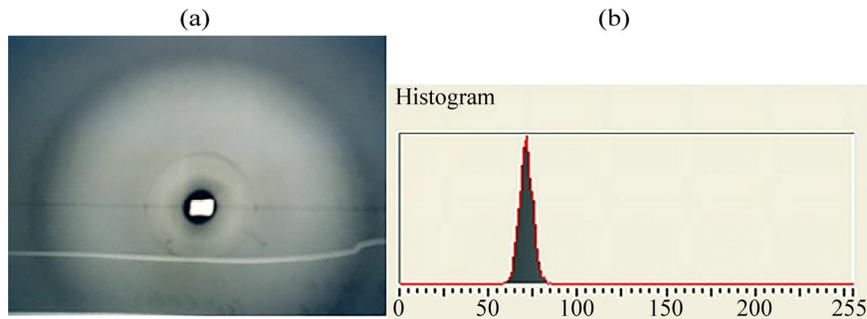


Рис.2. (а) Рентгенограмма и (б) гистограмма, полученная от фосфолипидного бислоя до облучения γ -излучением.

Доза поглощенной радиации определена согласно формуле [8–9]

$$D = \frac{(I_0 - I) S \Delta t}{m}, \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения, I – интенсивность после прохождения через образец, S – облучаемая площадь образца, Δt – время облучения, m – масса облученного образца.

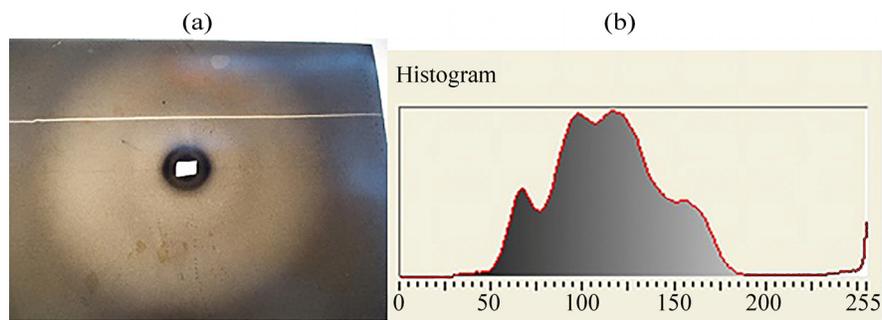


Рис.3. (a) Рентгенограмма и (b) гистограмма, полученная из фосфолипидного бислоя после облучения γ -излучением.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Пользуясь методом дифракции рентгеновских лучей одновременно под большими и малыми углами, для системы лецитин-вода получены зависимость периода идентичности ламеряльного жидкого кристалла от соотношения концен-

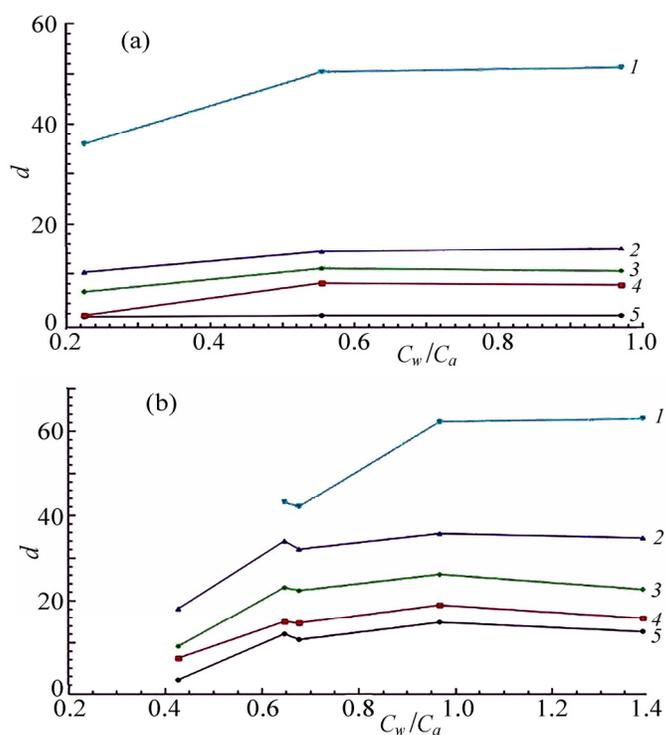


Рис.4. Зависимость толщины бислоя (1), межмолекулярного расстояния (2,3,4), среднего расстояния между молекулами воды (5) от концентраций отношения воды и фосфолипида (a) до и (b) после облучения γ -излучением

траций воды и фосфолипида, а также график зависимости от соотношения концентраций, согласно формуле (1) до и после облучения (см. рис.4а,b).

Как видно из сравнения этих зависимостей графиков, толщина ламелы возросла от 52 \AA до 65 \AA . С другой стороны, заметно, что после облучения график зависимости $d(C_w/C_a)$ является прямой и в некоторых местах имеет переломы. Это объясняется тем, что после облучения отдельные части ламелей приобретают различную степень гидрации и, следовательно, беспорядочные изменения толщины.

На рис.5 изображена зависимость парциальной площади, приходящейся на головку фосфолипида, от концентрации фосфолипида до и после облучения. Получается, что до облучения максимальная парциальная площадь равна 64 \AA^2 , а после облучения – 82 \AA^2 . Соответственно, вследствие набухания ламели парциальная площадь одной головки возросла приблизительно на 18 \AA^2 .

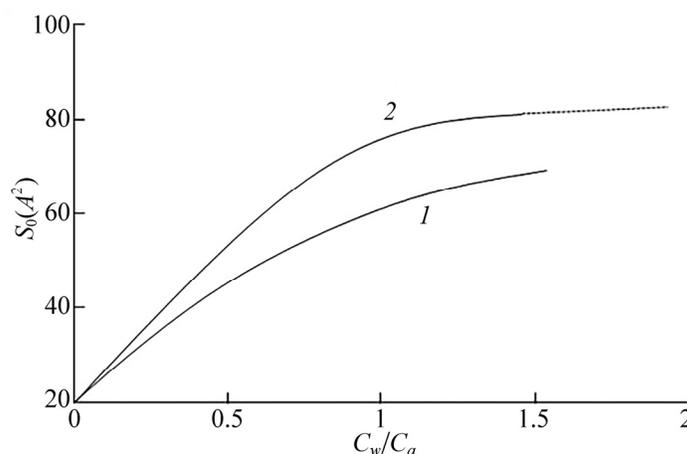


Рис.5. Зависимость парциальной поверхности одной головки от соотношения концентраций воды и амфифильного вещества: (1) до облучения, (2) после облучения.

Подобное явление наблюдается и в случае изменения толщины ламели. На рис.5 изображена зависимость соотношения толщины ламеля L и длины одной молекулы l_0 от соотношения концентраций вода – амфифила до и после облучения.

Как видно из рис. 6 соотношение толщины ламеля L к длине молекулы l_0 случае 50% концентрации возросло приблизительно в полтора раза, т.е. облучение вызвало 25%-й рост толщины ламеля.

Исходя из микрофотометрических данных дифракции рентгеновских лучей и формулы (3), определена также степень кристаллизации ламели, поскольку

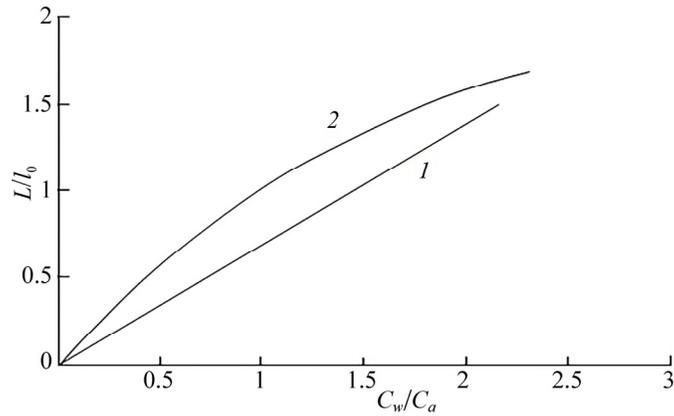


Рис.6. Зависимость парциальной поверхности одной головки от соотношения концентраций воды и амфифильного вещества: (1) до облучения, (2) после облучения.

работа поляризационного оптического микроскопа основана на повороте плоскости поляризации кристаллом. При перекрещенных призмах николя, если изучаемый образец является кристаллом, мы получим светлые области, а в случае аморфного – темные. Пользуясь этим, нами определена степень кристаллизации образца оптическим способом с соотношением зон светлого и темного поля. Таким образом, степень кристаллизации образца определяется оптическим поляризационным микроскопом с погрешностью $\approx 1\%$, (рис.2 и 3) чем в случае определения методом дифракции рентгеновских лучей. В первом случае это делается простым и быстрым способом [10].

Исходя из дифракционной картины рентгеновских лучей определены также микронапряжения, возникшие вследствие структурных изменений после облучения (напряжения второго рода). Под понятием микронапряжений имеется в виду напряжение, возникшее вследствие изменения расстояния между фосфолипидными хвостами в ламеле. Поэтому около одной поверхности среднее расстояние хвостов становится равным $d + \Delta d$ а на другой площади – $d - \Delta d$ где d – расстояние между хвостами.

Такую деформацию на практике можно описать с помощью относительной деформации $\Delta d/d$ откуда для напряжения имеем:

$$\sigma = \frac{\Delta d}{d} E, \quad (5)$$

где E – модуль Юнга. В случае регулярного расположения $\Delta d/d = \Delta a/a$ где a – постоянная решетки, $d \pm \Delta d$ соответствует изменению расстояния хвостов. $\theta \pm \Delta\theta$ – угловое изменение дифракции, где $\Delta\theta$ определяется из ширины линии в дифракционной картине. В случае регистрации дифракционной картины на

плоской пленке имеем

$$\Delta\theta = \frac{\Delta b}{D}(\cos 2\theta)^2, \quad (6)$$

где D расстояние от образца до пленки, Δb ширина линии, если единственной причиной расширения линии является микронапряжение, то для 2-й линии имеем

$$\frac{\Delta\theta_2}{\Delta\theta_1} = \frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1}. \quad (7)$$

Наконец получаем, что

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta b}{D \tan \theta}(\cos 2\theta)^2, \quad (8)$$

откуда

$$\sigma = \frac{\Delta b}{D \tan \theta} E (\cos 2\theta)^2, \quad (9)$$

то есть, измерив Δb а дифракционной картине и отмерив расстояние образец – пленка D угол дифракции θ можем определить возникшие микронапряжения после воздействия ионизирующей радиации. Исходя из этого, можем также определить микронапряжения в лиотропных жидких кристаллах при наличии различных дисинклинаций.

4. Заключение

Исходя из дифракции рентгеновских лучей одновременно под большими и малыми углами, а также из данных, полученных при помощи оптического поляризационного микроскопа, определена степень набухания ламелей в лиотропных жидких кристаллах, парциальная площадь, приходящаяся на одну головку, степень кристаллизации ламел и механические напряжения в ламеле как результат воздействия ионизирующей радиации. Эти данные могут быть использованы для описания воздействия ионизирующей радиации на биологические системы, что очень важно для ранней диагностики степени поражения персонала после аварии на атомных станциях и других источниках атомной энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Reshetnyak, V.A. Shcheglov, V.I. Blagodatskikh, P.P. Gariaev, M.Yu. Maslov. *Laser Physics*, **6**, 621 (1996).
2. R.J. Mashl, H.L. Scott, S. Subramaniam, E. Jakobsson. *Biophysical Journal*, **81**, 3005 (2001).
3. A.A. Gurtovenko, I. Vattulainen. *J Chem. Phys.*, **130**, 215107 (2009).

4. L. Saiza, M.L. Klein. J. Chem. Phys., **116**, 3052 (2002).
5. H.G. Badalyan, S.M. Yayloyan, Molecular Crystals and Liquid Crystals, **623**, 208 (2015).
6. H.G. Badalyan, P.A. Grigoryan, M.Kh. Mnasyanc, M.Kh. Sedrakyan. Coll. scientific. Works "Physics", 2007, pp. 36-39.
7. H.G. Badalyan, Sh.I. Astanyan. Armenian Journal of Physics, **9**, 80 (2016).
8. D. Soghomonyan, A. Margaryan, K. Trchounian, K. Ohanyan, H. Badalyan, A. Trchounia. Cell Biochem. Biophys., **76**, 209 (2018).
9. A. Margaryan, H. Badalyan, A. Trchounian. Cell Biochem. Biophys., **74**, 381 (2016).
10. Г.Г. Бадалян, Х.М. Казарян, С.М. Яйлоян. Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 111 (2015).

ԻՈՆԱՅՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԼԻՈՏՐՈՊ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Հ.Գ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ս.Հ. ՖԱԼՏԱՋԱՆՅԱՆ

Ռենտգենյան ճառագայթների միաժամանակյա մեծ և փոքր անկյունների տակ դիֆրակցիայի և օպտիկական բևեռային մանրադիտակի օգնությամբ ուսումնասիրվել է զամմա ճառագայթների ազդեցությունը լիտրոպ լամելյար հեղուկ բյուրեղների կառուցվածքի վրա: Ցույց է տրվել, որ այդ ճառագայթների ազդեցության հետևանքով լամելում խախտվում է էլեկտրաստատիկ վանողական և Վան-դեր-Վալսյան ուժերի բալանսը, որի արդյունքում փոխվում է լամելի կառուցվածքային պարամետրերը՝ լամելի հաստությունը, ֆոսֆոլիպիդայի մոլեկուլի մեկ գլխիկին բաժին ընկնող մակերեսը, ինչպես նաև բյուրեղացման աստիճանը: Արդյունքում ֆոսֆոլիպիդայի շերտը փքվում է և առաջանում են միկրոլարումներ:

INFLUENCE OF IONIZING RADIATION ON THE STRUCTURE
OF A LYOTROPIC LIQUID CRYSTAL

H.G. BADALYAN, S.H. FALTAJANYAN

The influence of the gamma rays on the structure of lyotropic lamellar liquid crystals via the simultaneously diffraction of X-rays at large and small angles and the optical polarizing microscope has been studied. It has been shown that the interaction of these rays in the lamella changes the balance between of the electrostatic repulsive and Van der Waals' attractive forces, which changes such structure parameters of the lamella, as its width, partial area for one head of phospholipid molecule, as well as the extent of its crystallization. As a result, the phospholipid bilayer is swollen and microstresses are created.

УДК 53.05

ИМПЕДАНСНЫЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ DyMnO_3

Г. ЛУ, В. ВОНГ*

Institute of Opto-Electronic Information Science and Technology,
Yantai University, P.R. China

*e-mail: wtwang@ytu.edu.cn

(Поступила в редакцию 17 ноября 2018 г.)

Орторомбическая керамика DyMnO_3 была синтезирована посредством стандартной высокотемпературной твердотельной техники. Анализ импедансной спектроскопии (комплексный импеданс Z^* и комплексный модуль M^*) проводился при различных температурах с использованием метода неразрушающей комплексной импедансной спектроскопии в диапазоне частот от 100 Гц до 10 МГц. Кривые импедансной спектроскопии были использованы для распознавания собственных гранул DyMnO_3 и вкладов границ гранул в диэлектрические характеристики. Радиусы полуокружностей на графике Z'' от Z' (Z' и Z'' являются действительной и мнимой частями Z^*) увеличиваются с понижением температуры, что свидетельствует об увеличении сопротивления гранулы. Аналогично, радиусы полуокружностей на графике M'' от M' (M' и M'' являются действительными и мнимыми частями M^*) позволяют предположить, что емкость гранулы увеличивается с уменьшением температуры. Сопротивление и емкость границ гранул, по-видимому, не зависят от температур, которые применялись в исследовании. Диэлектрический отклик электродов с разграничительной частотой был получен из зависимости Z' от Z''/f , где f – частота приложенного поля.

1. Введение

В течение многих лет редкоземельные (R) манганиты, RMnO_3 , привлекают значительный интерес благодаря одновременному существованию (анти)ферромагнитных и сегнетоэлектронных порядков в этих материалах [1–4]. Керамика RMnO_3 кристаллизуется в основном в два типа структур: орторомбическую и гексагональную. Тип получаемой структуры сильно зависит от ионного размера редкоземельного элемента. Во время твердотельной реакции в воздухе и при нормальном давлении орторомбическая фаза легко образуется с более крупными редкоземельными элементами (например, La, Pr, Nd, Sm, Gd и Tb), тогда как редкоземельные элементы меньшего размера (например, Ho, Er, Tm, Yb, Lu

и Y) склонны к гексагональной фазе [5]. Благодаря критическому ионному размеру иона диспрозия, DyMnO_3 (ДМО) является более интересным материалом, поскольку он может кристаллизоваться в симметрии орторомбической или гексагональной структуры в зависимости от условий синтеза [6]. Сообщалось, что орторомбическая ДМО показала несоразмерную структуру, соответствующую синусоидальному антиферромагнитному упорядочению магнитных моментов Mn при 39 К, и соразмерную структуру, включающую спины Dy^{3+} при 5 К. Все больше и больше исследований фокусируются на мультиферроидных свойствах орторомбической ДМО при низкой температуре ($T < 50\text{K}$) [7, 8]. В литературе имеются также некоторое количество работ посвящённых анализу импедансной спектроскопии и диэлектрических откликов орторомбической керамики ДМО при высокой температуре.

В этой работе мы сообщаем об изготовлении однофазной орторомбической керамики ДМО с использованием реакции высокотемпературного твердофазного процесса. Комплексные диэлектрические характеристики были исследованы в зависимости от температуры и частоты. Импедансный анализ использовался, чтобы выявить влияние самих гранул и границ гранул ДМО на диэлектрические характеристики.

2. Эксперимент

Орторомбические поликристаллические образцы ДМО были изготовлены с помощью стандартного твердофазного процесса с использованием соответствующего количества Dy_2O_3 и MnO_2 (оба с чистотой $> 99.99\%$). Стехиометрические исходные материалы были измельчены и прокалены в течение 10 часов в воздухе в интервале температур $1000\text{--}1200^\circ\text{C}$. Прокаленные порошки измельчались, а затем спрессовывались в диск для диэлектрических измерений, который спекался в течение 12 часов при температуре 1400°C . Исследования порошков дифракцией рентгеновских лучей (ДРЛ) показали, что как окончательный порошок, так и основная масса были по существу однофазными. Структура и морфология поверхности подложки были получены рентгеновской дифракцией с помощью излучения $\text{CuK}\alpha$ и сканирующей электронной микроскопией (СЭМ), соответственно. Импедансная спектроскопия представляет большой интерес как метод, позволяющий надежно продемонстрировать различные диэлектрические характеристики керамических объемных гранул, границ гранул или электродов [9]. Различные диэлектрические части керамики ДМО могут быть разделены в комплексной плоскости с соответствующей разграничивающей частотой. Спектроскопию импеданса проводили с использованием анализатора импеданса HP4194A с амплитудой сигнала 50 мВ. Данные были получены в диапазоне частот от 100 до 10 Гц. Эти данные были проанализированы с помощью импеданса

Z^* , электрического модуля M^* и диэлектрической проницаемости ε^* . Эти комплексные величины взаимосвязаны посредством формул $Z^* = 1/i\omega C_0 \varepsilon^*$ и $M^* = i\omega C_0 Z^*$, где $\omega = 2\pi f$ – угловая частота, а f – частота приложенного поля, и C_0 емкость пустой ячейки. Подробный метод расчета можно найти в [10].

3. Результаты и обсуждение

Рентгенограмма и результаты рафинирования по Ритвельду для керамики ДМО показаны на Рис.1. Измерения проводились на порошкообразных образцах в угловом диапазоне $20^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ при комнатной температуре. Все дифракционные пики могут быть привязаны к ромбической структуре без каких-либо дополнительных линий. Параметры решетки были определены с помощью набора программ для сопоставления профилей, с программным обеспечением «FULLPROF». Хорошее согласие между наблюдаемыми и стандартными дифракционными пиками из Базы Данных Неорганической Кристаллической структуры предполагает, что изготовленная ДМО керамика является однофазной и кристаллизована в ромбическую структуру с $a = 5.83 \text{ \AA}$, $b = 7.38 \text{ \AA}$ и $c = 5.28 \text{ \AA}$. Параметры решетки, наряду с кристаллографическими данными согласуются с данными в [11]. С использованием измерений импедансной спектроскопии, СЭМ-изображение поверхности образцов ДМО показано в верхней части

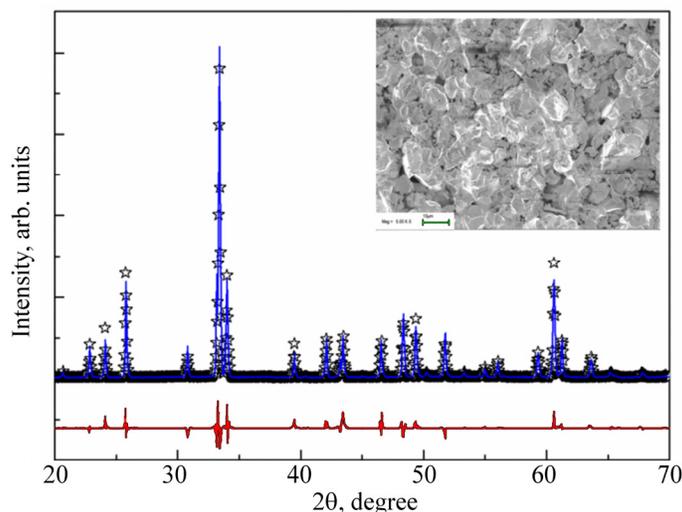


Рис.1. Рентгенограмма ДМО керамики при комнатной температуре. Верхняя кривая показывает дифракционную картину орторомбической структуры, а нижняя кривая – это разница между экспериментальной интенсивностью, и интенсивностью, подобранной с использованием программного обеспечения FULLPROF. Верхняя вставка показывает поверхность диска ДМО для диэлектрических измерений, полученную с помощью СЭМ.

Рис. 1, и это свидетельствует о том, что образцы плотно прижаты друг к другу. Внутренние или поверхностные вторичные фазы не обнаружены. Керамика пористая, имеет мелкие гранулы ($\sim 8 \mu\text{m}$), с границами гранул ($\sim 3 \mu\text{m}$).

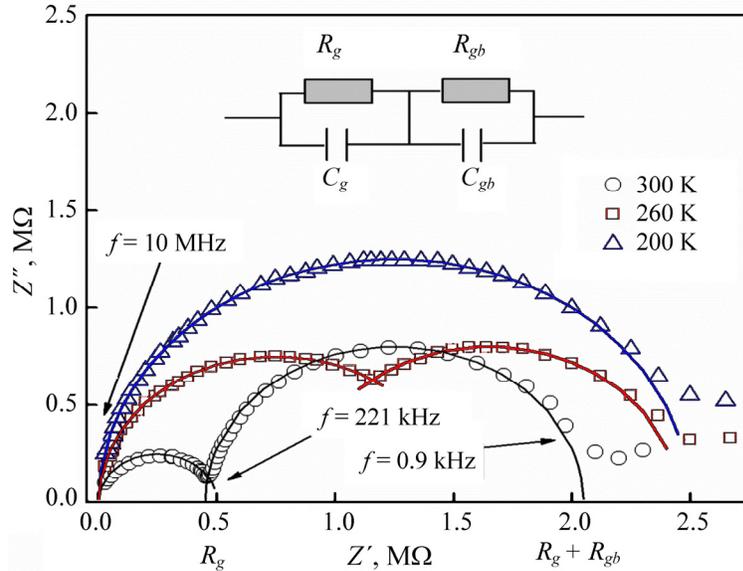


Рис.2. Кривые комплексного импеданса Z'' в зависимости от Z' при трех температурах. На вставке показана эквивалентная схема подгонки, используемая для представления диэлектрических характеристик от объемной гранулы и эффектов на границе гранулы в керамике ДМО, а результаты подгонки показаны в виде сплошных кривых.

На Рис. 2 показаны данные импедансной спектроскопии, измеренные в диапазоне частот от 100 до 10 МГц при трех различных температурах. При предварительном исследовании, в плоскости импеданса можно увидеть две полуокружности. Согласно [9], эти дуги от высоких до низких частот соответствуют диэлектрическому отклику от объемных гранул и границ гранул с разграничивающей частотой $f = 221 \text{ кГц}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $f = 103 \text{ кГц}$ при $T = 260 \text{ К}$, соответственно. Предполагаемая эквивалентная схема для этих типов материалов, состоящая из последовательно соединенных RC компонентов, показана на вставке к Рис.2. Индексы g и gb обозначают объемные гранулы и границы гранул, соответственно. Импеданс Z^* эквивалентной цепи, показанной на вставке, определяется, как [9]

$$Z^* = Z' - jZ'' = \frac{1}{1/R_g + i\omega C_g} + \frac{1}{1/R_{gb} + i\omega C_{gb}},$$

где

$$Z' = \frac{R_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} + \frac{R_{gb}}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2}$$

и

$$Z'' = \frac{\omega R_g^2 C_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} + \frac{\omega R_{gb}^2 C_{gb}}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2}.$$

Дуга в нижнем частотном диапазоне соответствует диэлектрическому отклику от границ гранул, в то время как другая дуга связана с объемными гранулами керамики ДМО. Диаметр полуокружности увеличивался с понижением температуры, что свидетельствует об увеличении сопротивления. При $T = 300$ К, сопротивления R_g и R_{gb} определяются точками пересечения, как показано на Рис.2. При $T = 200$ К, можно различить лишь одну полуокружность. Поскольку импедансный отклик полностью преобладает именно для параллельного RC-элемента с большим сопротивлением R_g , уместно предположить, что значение R_g намного превышает значение R_{gb} в диапазоне температур $T < 200$ К. Полученные приближённые значения, а также значения R_{gb} приведены в Таблице 1. Результаты сравнимы с результатами других RMnO_3 материалов со структурой аналогичной структуре перовскита [12, 13].

Табл.1. Сопротивление и емкость объемных гранул и границ гранул керамики ДМО

	R_g , МΩ	R_{gb} , МΩ	C_g , нФ	C_{gb} , нФ
$T = 300$ К	0.52	1.54	0.61	1.67
$T = 260$ К	1.67	1.50	0.98	1.71
$T = 200$ К	2.58	–	–	1.52

Диэлектрический отклик от электродов не виден на рис. 2 потому, что частота релаксации электрода значительно меньше, чем частоты релаксации объемной гранулы и границы гранулы. Альтернативное представление зависимости Z' от Z''/f может быть использовано для получения соответствующих параметров для объема, границы гранулы и вкладов электродов в импедансные спектры [14]. Кривая зависимости Z' от Z''/f при $T = 300$ К показана на рис. 3. Изменения наклона кривых позволяют предположить, что существуют три последовательные области от низких до высоких частот, соответствующие, диэлектрическому отклику от электродов, границ гранул и объемных гранул, соответственно, с соответствующими разграничительными частотами, примерно при 0.9 кГц и 221 кГц. Две четко определенные области в частотном диапазоне $f > 221$ кГц and 0.9 кГц $> f > 221$ кГц обозначают два типа релаксаций в керамике

ДМО, как показано на Рис.2. Область более низкой частоты ($f < 0.9$ кГц) не распознаваема на Рис.2, поскольку ограниченные данные измерений и диэлектрический отклик от электродов могут скрыты из-за увеличения электропроводности в диапазоне более низкой частоты.

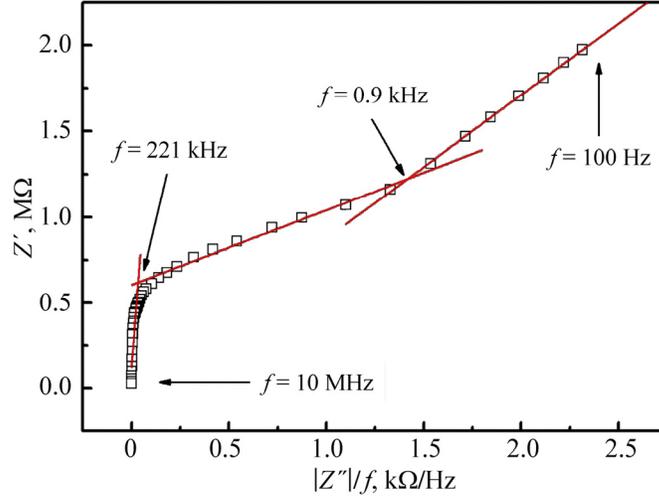


Рис.3. Комплексный импеданс Z' в зависимости от $|Z''|/f$ при $T = 300$ К. Три области линейно подогнаны с разными наклонами с разграничивающими частотами $f = 221$ кГц, 0.9 кГц, при $T = 300$ К.

На более высоких частотах, кривые зависимости импеданса Z'' от Z' не дают достаточной информации, в то время как зависимости модуля M'' от M' (M' и M'' являются действительной и мнимой частями M^*) способны дать информацию в таких частотных диапазонах. Преимущество использования анализа электрического модуля связано именно с возможностью подавления электродных эффектов. Более того, комплексный анализ электрических модулей предоставляет информацию об однородной или неоднородной природе поликристаллических образцов (зондируемых в объемных гранулах и емкость, связанную с границами гранул), и это означает, что комплексный электрический модуль может быть использован для получения точных значений емкостей C_g и C_{gb} . При последовательном соединении, представленном на рис.2, соответствующие уравнения для M' и M'' имеют нижеследующий вид [9]

$$M' = \frac{\omega^2 R_g^2 C_0 C_g}{1 + (\omega R_g C_g)^2} + \frac{\omega^2 R_{gb}^2 C_0 C_{gb}}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2}$$

и

$$M'' = \frac{\omega R_g C_0}{1 + (\omega R_g C_g)^2} + \frac{\omega R_{gb} C_0}{1 + (\omega R_{gb} C_{gb})^2}.$$

График зависимости M'' от M' показан на рис.4. Поскольку данные указывают на наличие двух плохо различимых полуокружностей, предполагается схема, приведенная на рис.2, с двумя параллельными RC-элементами, включенными последовательно, и емкости могут быть определены по пересечениям, как показано на рисунке. Первая дуга приписывается границам гранул, которые остаются примерно одинаковыми при $T = 300$ К и $T = 260$ К, и это указывает на то, что емкость границ зерен остается сравнительно постоянной. Вторая дуга относится к объемным зернам, радиусы которых уменьшаются с понижением температуры, и это свидетельствует, что емкость объемных зерен растет всё быстрее. При $T = 200$ К, можно увидеть только одну полуокружность. Поскольку в модуле отклика полностью доминирует этот параллельный RC-элемент с меньшей емкостью, разумно предположить, что значение C_{gb} намного меньше, чем значение C_g при $T = 200$ К. Значения емкости объемных гранул и границ гранул рассчитываются по пересечению соответствующей дуги с осью M' , которая дает C_0 / C_{gb} и C_0 / C_g , соответственно. Выведенная емкость C_{gb} со значением порядка 1.5–1.7 нФ остается относительно постоянной при различных температурах. Емкость

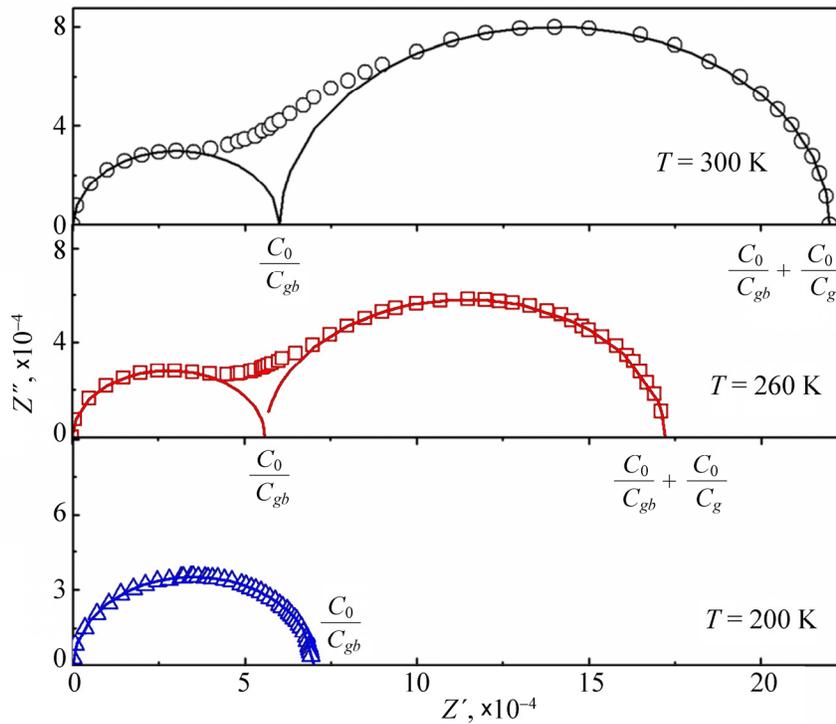


Рис.4. Комплексные кривые зависимости M'' от M' для керамики ДМО при трех значениях температур. Сплошные кривые – результаты фитирования с использованием эквивалентной схемы, показанной на рис. 2.

C_g увеличивается от 0.61 нФ до 0.98 нФ при понижении температуры от 300 до 260 К. Метод расчета можно найти в [9], а полученные значения C_g и C_{gb} приведены в Таблице 1.

4. Заключение

Таким образом, однофазная орторомбическая керамика ДМО была получена с помощью стандартной твердотельной реакции, а её свойства импеданс/модуль были изучены с помощью комплексной импедансной спектроскопии. Измерения проводились в диапазоне частот 100 Гц–10 МГц при трех различных температурах. Для всех температур измерения спектры импеданса показывали характерные дуги полуокружности, которые были хорошо смоделированы в рамках предложенной эквивалентной схемы, состоящей из последовательно соединённых RC компонентов. Сопротивление и емкость объемных гранул и границ гранул были получены. Значения R_{gb} и C_{gb} оставались сравнительно постоянными при исследованных температурах, в то время как R_g и C_g увеличивались с понижением температуры. Эти результаты важны для того, чтобы понять вклад гранул и межгранульных границ в электрические и диэлектрические свойства поликристаллической керамики. Кроме того, изучение различных свойства гранул и межгранульных границ может способствовать получению оксидов манганита с особыми физическими свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда естественных наук провинции Шаньдун, номер Гранта ZR11AM014.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Eerenstein, N.D. Mathur, J.F. Scott. *Nature*, 442, 759 (2006).
2. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, Y. Tokura. *Nature*, 426, 55 (2003).
3. T. Lottermoser, T. Lonkai, U. Amann, D. Hohlwein, J. Ihringer, M. Fiebig. *Nature*, 430, 541 (2004).
4. S.L. Wan, L.M. He, J.Y. Xiang, Z.G. Wang, R. Xing, X.F. Zhang, Y. Lu, J.J. Zhao. *Acta Phys. Sin.*, 63, 237501 (2014).
5. S. Harikrishnan, S. Roßler, C.M.N. Kumar, H.L. Bhat, U.K. Roßler, S. Wirth, F. Steglich, S. Elizabeth. *J. Phys.: Condens. Matter*, 21, 096002 (2009).
6. V. Yu, A.A. Ivanov, A.S. Mukhin, A.M. Prokhorov, et. al. *Phys. Solid State*, 48, 1726 (2006).
7. S. Jandl, S. Mansouri, A.A. Mukhin, V. YuIvanov, A. Balbashov, M.M. Gospodino, V. Nekvasil, M. Orlita. *J. Magn. Magn. Mater.*, 323, 1104 (2011).
8. K. Yadagiri, R. Nithya, N. Shukl, A.T. Satya. *J. Alloy. Compd.*, 695, 2959 (2017).
9. D.C. Sinclair, A.R. West. *J. Appl. Phys.*, 66, 3850 (1989).

10. **I.M. Hodge, M.D. Ingram, A.R. West.** J. Electroanal. Chem., **58**, 429 (1975).
11. **N.P. Kumar, P.V. Reddy.** Mater. Lett., **122**, 292 (2014).
12. **Y. Cui, C. Wang, B. Cao.** Solid State Commun., **133**, 641 (2005).
13. **H.W. Brinks, J. Rodriguez-Carvajal, H. Fjellvag, A. Kjekshus, B.C. Hauback.** Phys. Rev. B, **63**, 094411, (2001).
14. **J.C.C. Abrantes, J.A. Labrincha, J.R. Frade.** Mater. Res. Bull., **35**, 727 (2000).

IMPEDANCE SPECTROSCOPY ANALYSIS
OF ORTHORHOMBIC DyMnO₃ CERAMICS

H. LU, W. WANG

Orthorhombic DyMnO₃ ceramics were synthesized by means of standard high-temperature solid-state reaction technique. Impedance spectroscopy analysis (complex impedance Z^* and complex modulus M^*) were performed by using the nondestructive complex impedance spectroscopy technique in the frequency range of 100–10 MHz at different temperatures. The impedance spectroscopic plots were used to discern the intrinsic DyMnO₃ grain and grain boundary contributions to the dielectric responses. The radii of semicircles in Z'' vs Z' plot (Z' and Z'' are real and imaginary parts of Z^*) increased with decreasing temperature, which suggest the increased grain resistance. Similarly, the radii of semicircles in M'' vs. M' plot (M' and M'' are real and imaginary parts of M^*) suggest that the grain capacitance increased as the temperature decreased. The resistance and capacitance of grain boundaries seem to be independent of the investigated temperatures. The dielectric response from electrodes with demarking frequency was extracted from the presentation of Z' vs Z''/f , where f is the frequency of the applied field.

УДК 537.86

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТРИЦЫ РАССЕЙЯНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ЦЕЛЕЙ ПО ПРИНЯТОМУ СИГНАЛУ OFDM РАДАРА

Г.А. МКРТЧЯН

Институт радиопизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: goromkrtchyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 декабря 2018 г.)

Предложен алгоритм, устанавливающий однозначное соответствие между элементами множества расстояний $\{R\} = (r_0, r_1, \dots, r_{L-1})$ и множества скоростей $\{V\} = (v_0, v_1, \dots, v_{L-1})$, полученных в OFDM радаре раздельно двумя ортогональными 1D быстрыми дискретными преобразованиями Фурье (БПФ). Метод основан на генерации всех возможных комбинаций между элементами $\{R\}$ и $\{V\}$ множеств, построении модели канальной импульсной характеристики $[\hat{H}_m]_{n,k}$ для каждой комбинации и сравнении с экспериментально полученной формой $[\tilde{H}]_{n,k}$ для определения наиболее правдоподобной комбинации расстояний и скоростей. Установлено, что наилучшим критерием правдоподобия является минимизация нормы межматричной дистанции $d_\infty(\hat{H}, \tilde{H}) = \max_{1 \leq n \leq N} \max_{1 \leq k \leq K} |\hat{h}_{n,k} - \tilde{h}_{n,k}|$.

1. Введение

Технология сигналообразования, основанная на мультиплексировании с ортогональным частотным разделением (OFDM), является доминирующей в современных беспроводных коммуникационных сетях, а также в цифровом аудио- и телевидении. Основными преимуществами OFDM являются: устойчивость к многолучевому распространению, гибкость и адаптивность формирования сигналов, особенно с широким и компактным спектром [1–3]. Исходя из схожести коммуникационных и радарных задач, как то – передача и прием сигналов OFDM технологии, привлекли внимание как потенциальные радарные сигналы. По сравнению с традиционными радарными сигналами OFDM сигналы имеют ряд существенных преимуществ, заключающихся в возможности передачи информации [4,5], одновременного определения дальности и радиальной скорости целей [6,7], устойчивости к флуктуации эффективной поверхности целей [8,9] и возможности их идентификации. Специально для радарных применений были развиты различные методы формообразования и обработки OFDM сигналов, позволяющие

эффективное детектирование и определение параметров целей [10–13]. Однако, эти методы требуют больших вычислительных ресурсов, особенно при условии детектирования, сопровождения и идентификации множественных целей, что и препятствует широкому приложению (использованию) OFDM сигналов в радарных задачах. В настоящей работе предложен относительно простой алгоритм для радарного отображения множественных целей с применением OFDM сигналов.

2. Алгоритм формирования гипотетичных матриц рассеяния

В качестве зондирующего сигнала радара рассмотрим фрейм из k OFDM символов, состоящих из N ортогональных на временном интервале T поднесущих частот f_n , модулированных символами a_{nk} каждая. Условием ортогональности поднесущих является

$$\Delta f = f_n - f_{n-1} = 1/T. \quad (1)$$

Не нарушая общности дальнейших преобразований примем, что все поднесущие несут одинаковую парциальную мощность и имеют прямоугольную волновую форму на длительности T . В соответствии с этим временную функцию зондирующего сигнала OFDM на несущей частоте можно представить в виде

$$S_{Tx}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{K-1} a_{n,k} \text{rect}(t - kT, T) e^{j2\pi n \Delta f t} e^{2\pi f_0 t}. \quad (2)$$

Принятый радарный сигнал представляет собой суперпозицию отраженных от L целей зондирующих сигналов. В качестве характеристик i -ой цели примем расстояние до места приема r_i , радиальную скорость v_i и затухание на отражение и распространение ρ_i . Тогда, если принять, что $\tau_i = 2r_i/c$ время запаздывания и $f_{d,i} = (2v_i/c)f_0$ – доплеровский сдвиг частоты, то временную функцию принятого сигнала представим в виде

$$S_{Rx}(t) = \sum_{i=1}^L \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{K-1} \rho_i a_{n,k} \text{rect}(t - kT - \tau_i, T) e^{j2\pi n \Delta f (t - \tau_i)} e^{-2\pi f_0 \tau_i} + n(t). \quad (3)$$

После выборки с частотой $f_s = N/T$ получим дискретную форму

$$S_{Rx}(p, k) = \sum_{i=0}^{L-1} \rho_i e^{-j2\pi f_0 \tau_i} \sum_{n=0}^{N-1} a_{n,k} e^{j2\pi n p / N} e^{-j2\pi f_{d,i} k T} e^{-2\pi n \Delta f \tau_i}. \quad (4)$$

Следуя матричным преобразованиям, развитым в [14] принятые модулирующие символы представимы как

$$[D]_{n,k} = \sum_{i=0}^{L-1} \rho_i a_{n,k} e^{-j2\pi f_0 \tau_i} e^{-j2\pi f_{d,i} k T} e^{-j2\pi n \Delta f \tau_i}. \quad (5)$$

Поскольку на месте приема радарного сигнала мы знаем точное значение моду-

лирующих символов $a_{n,k}$ посланного зондирующего сигнала, то мы можем получить матрицу рассеяния $[H_{n,k}]$ для среды, содержащей L целей, путем поэлементного деления матрицы принятых символов $[\tilde{D}]_{n,k}$ и матрицы посланных символов $[A]_{n,k}$, в виде

$$[\tilde{H}]_{(n,k)} = \frac{[\tilde{D}]_{n,k}}{[A]_{n,k}} = \sum_{i=0}^{L-1} \rho_i e^{-j2\pi f_0 \tau_i} e^{-j2\pi f_{d,i} k T} e^{-j2\pi n \Delta f \tau_i}. \quad (6)$$

Как видим, матрица рассеяния полностью определяется набором задержек $(\tau_0, \tau_1, \dots, \tau_{L-1})$ и соответствующим набором доплеровских сдвигов частоты $f_{d_0}, f_{d_1}, \dots, f_{d_{L-1}}$ или, что то же, набором расстояний $\{R\} = (r_0, r_1, \dots, r_{L-1})$ и скоростей $\{V\} = (v_0, v_1, \dots, v_{L-1})$. Эти наборы можно однозначно определить, применив к $[\tilde{H}]_{n,k}$ двумерное (2D) БПФ [13,14]

$$Y(u, l) = \sum_{n=0}^{K-1} \sum_{m=0}^{N-1} \tilde{H}(n, k) e^{-j2\pi k u / K} e^{-j2\pi n l / N}, \quad (7)$$

где $u = 0, 1, \dots, K-1$ и $l = 0, 1, \dots, N-1$ обобщенные координаты скоростей и расстояний, соответственно. Хотя метод 2D БПФ определяет и ставит однозначное соответствие между множествами $\{R\}$ и $\{V\}$, он трудно реализуем в условиях быстрого сканирования большого объема пространства и требования высокого разрешения по дальности и скоростям, так как при этих условиях резко увеличиваются объемы требуемых вычислительных ресурсов и их стоимость.

В то же время существуют простые и экономичные методы определения $\{R\}$ и $\{V\}$ множеств – по-отдельности применяя к $[\tilde{H}]_{n,k}$ 1D БПФ по столбцам, что определяет $\{R\}$, и строкам – для определения $\{V\}$ [15,16].

К сожалению, при множественных целях теряется однозначное соответствие между расстоянием r_i и скоростью v_i i -ой цели.

Для установления однозначного соответствия между $\{R\}$ и $\{V\}$, полученных простым 1D БПФ процессингом, мы предлагаем следующий алгоритм. Создадим все возможные неповторяющиеся комбинации соответствия между $\{R\}$ и $\{V\}$, обозначив эти пары индексом $m - \{R\}_m \{V\}_m$. Соответственно с этим, из (6) можем сформировать гипотетические матрицы рассеяния $[\hat{H}_m]_{n,k}$ и провести их сравнение с экспериментально полученной матрицей рассеяния $[\tilde{H}]_{n,k}$ с целью установления комбинации $\{R\}_m \{V\}_m$, наиболее соответствующей измеренным данным зондирования OFDM сигналом.

3. Критерии проверки гипотез и результаты

Для реализации предложенного алгоритма проверки гипотез $\{R\}_m \{V\}_m$ необходимо установить критерий схожести гипотетических матриц рассеяния $[\hat{H}_m]_{n,k}$ с матрицей реализации $[\tilde{H}]_{n,k}$.

Для оценки схожести двух произвольных матриц $A(a_{i,j})$ и $B(b_{i,j})$ необходимо определить норму измерения дистанции между матрицами. Существуют различные нормы [17]:

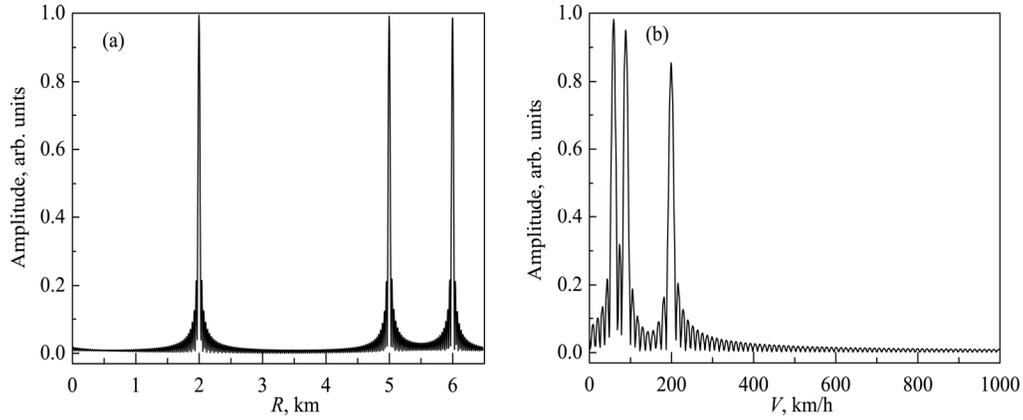


Рис.1. SNR – бесконечно большое, (а) БПФ по столбцам матричного представления входного OFDM сигнала. (б) БПФ по строкам матричного представления входного OFDM сигнала, который представлен в матричной форме.

Табл.1. Результаты сравнения матриц и однозначное решение скорости и дальности объектов, SNR – бесконечно большое

$d_{\text{Frobenius}}(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_{\infty}(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_2(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_1(\hat{H}, \tilde{H})$
527.663	29.0561	24.5578	28692.4
428.272	29.0335	30.595	22170.1
428.324	28.7342	1.93089	22294.6
527.696	29.0609	30.761	28673.8
2.26×10^{-14}	2.51×10^{-15}	7.19×10^{-15}	6.7×10^{-13}
435.906	29.0456	12.2416	14426
$V, \text{ km/h}$			Target
200	90	60	1
$R, \text{ km}$			2
6	5	2	3
			$R, \text{ km}$
			6
			$V, \text{ km/h}$
			200
			90
			60

$$d_1(A, B) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n |a_{i,j} - b_{i,j}|, \quad (8)$$

$$d_2(A, B) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (a_{i,j} - b_{i,j})^2}, \quad (9)$$

$$d_\infty(A, B) = \max_{1 \leq i \leq n} \max_{1 \leq j \leq n} |a_{i,j} - b_{i,j}|, \quad (10)$$

$$d_{\text{Frobenius}}(A, B) = \sqrt{\text{trace}\left((A - B) * (A - B)'\right)}. \quad (11)$$

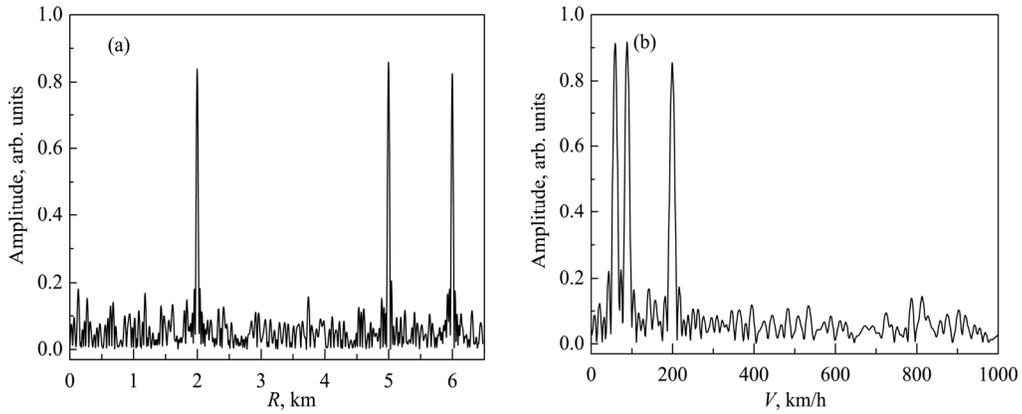


Рис.2. SNR – 10.2 дБ, (а) БПФ по столбцам матричного представления входного OFDM сигнала. (б) БПФ по строкам матричного представления входного OFDM сигнала, который представлен в матричной форме.

Табл.2. Результаты сравнения матриц и однозначное решение скорости и дальности объектов, SNR – 10.2 дБ.

$d_{\text{Frobenius}}(\hat{H}, \tilde{H})$		$d_\infty(\hat{H}, \tilde{H})$		$d_2(\hat{H}, \tilde{H})$		$d_1(\hat{H}, \tilde{H})$	
567.998		30.3763		220.87		55607.3	
480.577		29.8301		213.335		50754.6	
485.113		30.3483		217.749		51718.2	
571.712		30.7539		214.192		55812	
225.062		9.51598		215.173		37668.5	
483.573		30.7936		219.185		46646.4	
V, km/h			Target			R, km	
200	89	60	1	2	2	200	
R, km			2			89	
6	5	2	3	5	5	60	

Для выбора нормы, наиболее соответствующей нашей задаче, на платформе LabVIEW была создана полная модель OFDM радара X -диапазона с $L = 3$ целями T_1 , T_2 и T_3 на расстояниях $\{R\} = (2 \text{ км}, 5 \text{ км}, 6 \text{ км})$, движущихся со скоростями $\{V\} = (200 \text{ км/ч}, 60 \text{ км/ч}, 90 \text{ км/ч})$. Измерения проводились при различных значениях отношения сигнал/шум (SNR).

Вначале в приемной части модели радара методом 1D БПФ устанавливались спектрограммы по дальности и по скорости, из которых, с помощью порогового устройства, выделялись соответствующие пиковые значения. Затем строились гипотезы $[\hat{H}_m]_{n,k}$ матрицы рассеяния для различных комбинаций

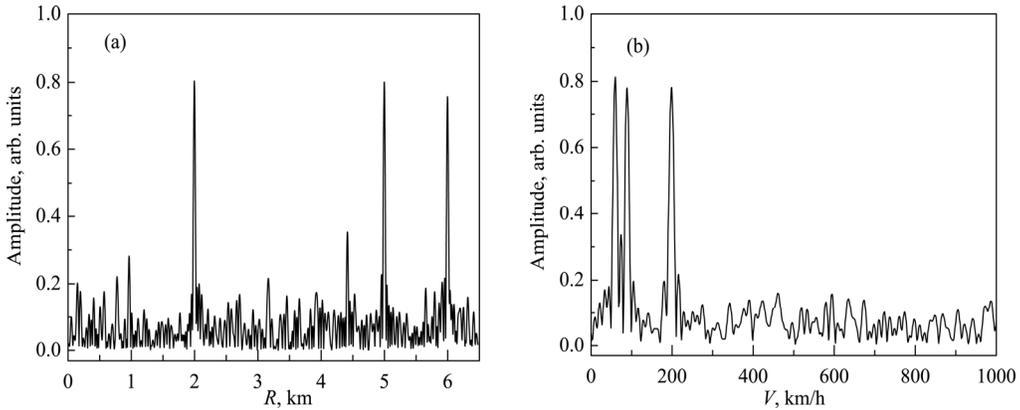


Рис.3. SNR – 6 дБ, (а) БПФ по столбцам матричного представления входного OFDM сигнала. (б) БПФ по строкам матричного представления входного OFDM сигнала, который представлен в матричной форме.

Табл.3. Результаты сравнения матриц и однозначное решение скорости и дальности объектов, SNR – 6 дБ.

$d_{\text{Frobenius}}(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_{\infty}(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_2(\hat{H}, \tilde{H})$	$d_1(\hat{H}, \tilde{H})$		
674.428	33.1004	431.041	89482.2		
672.862	33.1204	428.392	89920.4		
688.548	31.3851	425.086	90410.5		
671.133	32.3765	425.435	89326.9		
612.48	28.764	426.816	83852		
594.511	32.4292	429.821	82326.4		
$V, \text{ km/h}$			Target	$R, \text{ km}$	$V, \text{ km/h}$
201	89	61	1	2	201
$R, \text{ km}$			2	5.999	89
5.999	5.004	2000	3	5.004	61

$\{R\}_m, \{V\}_m$. В случае трех целей количество неповторяющихся комбинаций равно шести. После этого гипотезы сравнивались с симулированной (истинной) матрицей рассеяния по вышеприведенным нормам с выделением комбинации, вырабатывающей минимальное расстояние по каждой норме. Результаты измерений приведены на рис.1–3 и на табл.1–3.

Выделенные жирным шрифтом цифры в таблицах показывают правильные решения гипотез. Как видно из приведенных результатов, при очень больших отношениях сигнал/шум все критерии сравнения матриц показывают правильные решения. При снижении отношения сигнал/шум число критериев сравнения матриц, дающих правильный результат, уменьшаются, а при отношении сигнал/шум, равном 6 и менее, дает правильный результат для критерия $d_\infty(\hat{H}, \tilde{H}) = \max_{1 \leq n \leq N} \max_{1 \leq k \leq K} |\hat{h}_{n,k} - \tilde{h}_{n,k}|$. То есть, при использовании алгоритма предпочтительно использовать этот критерий.

4. Заключение

Предложен и разработан алгоритм, устанавливающий однозначное соответствие между элементами множества расстояний $\{R\} = (r_0, r_1, \dots, r_{L-1})$ и множества скоростей $\{V\} = (v_0, v_1, \dots, v_{L-1})$, полученных в OFDM радаре отдельно двумя ортогональными 1D быстрыми дискретными преобразованиями Фурье (БПФ). Работоспособность метода подтверждена соответствующими симуляциями на базе LabVIEW. Предложенный алгоритм требует меньше вычислительных ресурсов, чем альтернативный метод 2D БПФ.

Автор выражает благодарность А. А. Ахумяну за содействие в выполнении данной работы и А. А. Мнацаканян за редактирование статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Rohling**. OFDM, Signals and Communication Technology, Springer Berlin Heidelberg, (2011).
2. **P. Chen, P. Wang, J. Sun**. Signals and Communication Technology, IEEE, **3**, (2011).
3. **J. Zhang, Q. Zhao**. 2010 International Conference on Communications, Circuits and Systems, IEEE, **102**(6), 19, (2010).
4. **C. Sturm, W. Wiesbeck**. Proc. IEEE, **99**(7), 1236, (2011).
5. **M. Braun, C. Sturm, A. Niethammer, F.K. Jondral**. 2009 IEEE 20th International Symposium on Personal, Indoor and Mobile Radio Communications, 3020, (2009).
6. **M. Braun**. OFDM Radar Algorithms in Mobile Communication Networks, dissertation, (2014).
7. **Y. Xia, Z. Song, Z. Lu, Q. Fu**. Chinese J. Aeronaut, **29**(2), 492, (2016).
8. **N. Levanon**. Record of the IEEE 2000 International Radar Conference, 683, (2000).

9. **N. Levanon.** IEEE Proc. – Radar, Sonar Navig, **147**(6), 276 (2000).
10. **S. Sen, A. Nehorai.** IEEE Trans. Signal Process, **59**(1), 78, (2011).
11. **S. Sen.** IEEE Sens. J., **14**(10), 3548, (2014).
12. **Y. Liu, G. Liao, J. Xu, Z. Yang, Y. Zhang.** IEEE Commun. Lett., **21**(10), 2174, (2017).
13. **W.-Q. Wang.** Def. Sci. J., **62**(6), 427 (2012).
14. **R.F. Tigrek, W.J.A. de Heij, P. van Genderen.** IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., **48**(1), 130 (2012).
15. **C. Sturm, E. Pancera, T. Zwick, W. Wiesbeck.** 2009 IEEE Radar Conference, 1, (2009).
16. **C. Sturm, M. Braun, T. Zwick, W. Wiesbeck.** 7th Eur. Radar Conf. (September), 73, (2010).
17. **M. Dahleh, M.A. Dahleh, G. Verghese.** Lectures on Dynamic Systems and Control, Department of Electrical Engineering and Computer Science Massachusetts Institute of Technology, (2017).

DETERMINATION OF THE SCATTERING MATRIX
OF MULTIPLE TARGET BY THE RECEIVED OFDM RADAR SIGNAL

G.A. MKRTCHYAN

An algorithm is proposed that establishes one-to-one correspondence between the elements of the set of distances $\{R\} = (r_0, r_1, \dots, r_{L-1})$ and the set of velocities $\{V\} = (v_0, v_1, \dots, v_{L-1})$, obtained in the OFDM radar separately by two orthogonal 1D fast discrete Fourier transforms (FFT). The method is based on the generation of all possible combinations between the elements of $\{R\}$ and $\{V\}$ sets, building a model of the channel impulse response $[\hat{H}_m]_{n,k}$ for each combination and comparing with the experimentally obtained $[\tilde{H}]_{n,k}$ to determine the most likely combination of distances and velocities. It was established that the best likelihood criterion is the minimization of the norm of the intermatrix distance $d_\infty(\hat{H}, \tilde{H}) = \max_{1 \leq n \leq N} \max_{1 \leq k \leq K} |\hat{h}_{n,k} - \tilde{h}_{n,k}|$.

УДК 535.343

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ ЦЕЗИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. САРГСЯН¹, А. ТОНОЯН¹, Г. АХУМЯН¹, А. АМИРЯН^{1,2*},
П. ТОДОРОВ³, С. КАРТАЛЕВА³, Д. САРКИСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Université Bourgogne – Franche-Comté, Dijon, France

³Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

* e-mail: arevamiryan@gmail.com

(Поступила в редакцию 07 декабря 2018 г.)

Разработан модифицированный метод Фарадеевского вращения с использованием наночастицы заполненной парами атомов цезия. Формируемые атомные линии имеют спектральную ширину в 1.5–2 раза уже, чем полученные методом Фарадеевского вращения. Формируемые в спектрах все линии атомов Cs, D_2 линии в магнитных полях $B = 5000–7000$ Гс спектрально разрешены и идентифицированы. Показано, что модифицированный метод Фарадеевского вращения является удобным и эффективным для спектроскопии высокого разрешения для атомов Cs. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетными. Отмечены практические применения.

1. Введение

Исследование поведения атомных уровней и атомных переходов щелочных металлов в магнитных полях представляет интерес как для фундаментальной физики, так и для практических применений [1,2]. Щелочные металлы (Cs, Rb и др.) имеют сильные атомные переходы в видимой и ближней инфракрасной области, в которой имеются лазеры с хорошими параметрами. Это обуславливает широкое применение атомов Cs, Rb в различных областях физики, таких как метрология, магнитометрия, телекоммуникации и др. [1,2]. Например, большое число работ посвящено созданию узкополосных оптических атомных фильтров (полоса пропускания 0.5–1 ГГц) на основе Фарадеевского вращения (FR-Faraday Rotation) в парах атомов Cs, Rb на $D_{1,2}$ линиях, при этом прикладывается продольное магнитное поле ~ 100 Гс [3–6]. Ширина спектра пропускания оптических атомных фильтров может быть на три порядка уже, чем у широко распространенных коммерческих интерференционных фильтров.

Во внешних магнитных полях атомные уровни Cs, Rb и др. расщепляются на зеемановские подуровни, что приводит к образованию большого количества новых атомных переходов. Эти переходы спектрально перекрываются в регистрируемых спектрах, что сильно усложняет изучение их индивидуального поведения. Ситуация особенно усложняется в случае приложения магнитных полей 500–1000 Гс. В этом случае атомные переходы сильно смещаются и расщепляются на большое количество новых переходов. При этом, как правило, происходит сильная модификация (уменьшение или возрастание) вероятностей атомных переходов. Поэтому регистрация и изучение отдельных атомных переходов становится особенно важной. Среди щелочных металлов наиболее сложный спектр имеет D_2 линия атомов Cs. В умеренных магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где \mathbf{J} – полный угловой момент электрона, а \mathbf{I} – магнитный момент ядра (для атома ^{133}Cs $I = 7/2$). Для нижних основных уровней атомов Cs $F_g = 3, 4$ это приводит к образованию $2F_g + 1$ Зеемановских подуровней и, как следствие, к большему числу атомных переходов, чем у атомов других щелочных металлов. В работе [7] для количественного определения насколько сильное магнитное поле (для того или иного атома) была введена величина $B_0 = A_{hfs} / \mu_B$, где A_{hfs} – магнитная дипольная константа для основного уровня атома, μ_B – магнетон Бора [8]. Для атома цезия ^{133}Cs $B_0 = 1.7$ кГц. При умеренных магнитных полях, когда $B \sim B_0$, и при использовании лазерного излучения с круговой поляризацией σ^+ (левый круг) или σ^- (правый круг) имеются по 54 атомных переходов [9]. Важно заметить, что в широко используемых сантиметровых ячейках, которые содержат атомы щелочных металлов, даже при комнатной температуре атомные линии в спектре пропускания имеют доплеровски уширенный профиль (описываемый Гауссовой кривой) с полной шириной на полувысоте в несколько сот МГц. Поскольку частотное расстояние между атомными переходами меньше этой величины, то атомные линии (переходы) спектрально перекрываются. В работе [10] было показано, что использование ячеек, содержащих пары атомов металлов с толщиной столба паров порядка длины волны резонансного лазерного излучения, позволяет формировать атомные переходы с шириной линии значительно меньшей доплеровской ширины. Это позволяет исследовать поведения индивидуальных атомных переходов в магнитных полях. В настоящей работе впервые продемонстрировано, что применение модифицированного метода Фарадеевского вращения (MFR) для исследования атомных переходов D_2 линии атома Cs позволяет спектрально разделить и успешно исследовать поведение индивидуальных атомных переходов в широком диапазоне магнитных полей, вплоть до 7000 Гс. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретической моделью.

2. Эксперимент

2.1. Конструкция нано-ячеек

Фотография наноячейки (НЯ), заполненной цезием, приведена в работе [9]. Окна изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами 20×30 мм² и толщиной 1.2 мм. Для обеспечения клиновидности зазора между окнами (в нижней части) до склейки помещались две платиновые полоски толщиной 1 мкм и размерами 1×1 мм². Для минимизации двулучепреломления окна изготовлены так, чтобы С-ось была перпендикулярна поверхности окна. Область $L = \lambda/2 = 426$ нм отмечена овалом на рис.1 в работе [9]. В эксперименте температура отрезка наноячейки составляла $\sim 120^\circ\text{C}$, что обеспечивает концентрацию атомов $N = 2 \times 10^{13}$ см⁻³. Другие детали конструкции приведены в работах [9,10].

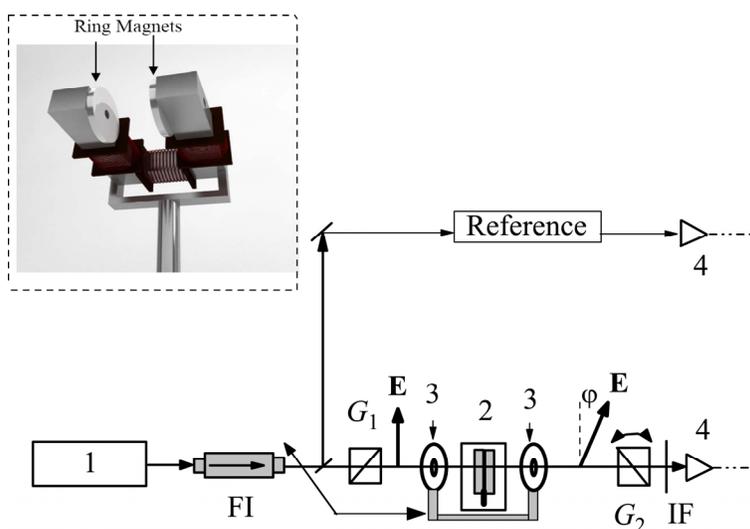


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер; FI – фарадеевский изолятор; $G_{1,2}$ – поляризаторы, 2 – наноячейка с Cs; φ – угол вращения плоскости поляризации, 3 – сильные постоянные круглые магниты, 4 – фотоприемники, IF – интерференционный фильтр, Ref. – узел для формирования частотного репера.

2.2. Экспериментальная установка

На рис.1 приведена схема для регистрации сигнала FR при использовании наноячейки (2), заполненной Cs. Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера (1) с $\lambda = 852$ нм. Основным требованием к лазеру была линейность сканирования частоты в широкой области ~ 50 ГГц, при

этом спектральная ширина линии лазера была относительно большой ~ 20 МГц, однако, это не сказывалось на точности определения частотных положений атомных переходов в магнитных полях. При использовании лазера с шириной линии ~ 1 МГц область линейности сканирования частоты сильно уменьшалась, что неприемлемо. Для формирования больших магнитных полей использовались откалиброванные с помощью магнитометра Teslameter NT201 два сильных постоянных магнита (3) (имеющих в центре небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения) из сплава неодим-железо-бор. Наноячейка с Cs помещалась между этими магнитами. Для увеличения магнитного поля постоянные магниты монтировались на П-образном металлическом магнитопроводе с сечением 40×50 мм², который также имел небольшие отверстия для прохождения лазерного излучения (устройство показано на вставке рис.1). Для возможности варьирования величины магнитного поля на металлический магнитопровод надевалась намотанная катушка, через которую пропускался постоянный ток. В зависимости от направления тока в катушке прикладываемое к наноячейке магнитное поле либо усиливалось, либо уменьшалось. Магнитное поле, создаваемое катушкой, составляет примерно 250 Гс при 1 А тока (ток варьировался в интервале 0–4 А). Для формирования частотного репера (Reference) часть лазерного излучения направлялась на дополнительную сантиметровую ячейку с Cs для формирования спектра пропускания. Для формирования линейно-поляризованного излучения использовался поляризатор Глана-Тейлора (G_1), а спектр сигнала FR регистрировался на выходе из второго (выходного) скрещенного поляризатора G_2 (анализатор). Регистрация оптических излучений проводилась фотодиодами ФД-24К (4). Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и подавались на 4-ех лучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B или на цифровой осциллограф Siglent SDS1202X. Для селекции излучения FR использовался интерференционный фильтр IF с шириной пропускания на полувысоте 10 нм. Для формирования пучка диаметром 1 мм, равного размеру области с толщиной $L = \lambda/2$ (см.рис.1), использовалась диафрагма (на схеме не приведена).

2.3. Экспериментальные результаты и обсуждения

На рис.2а,б показаны диаграммы атомных переходов Cs в базе F и m_F при магнитных полях $B \geq B_0$, которые регистрируются в эксперименте при использовании лазерного излучения с круговой поляризацией σ^+ (а) и σ^- (б). По правилам отбора для разрешенных (в дипольном приближении) переходов между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры для полного момента атома \mathbf{F} в нулевом магнитном поле должны выполняться правила отбора $F_e - F_g = \Delta F = 0; \pm 1$, а для магнитных подуровней $\Delta m_F = +1$, и $\Delta m_F = -1$

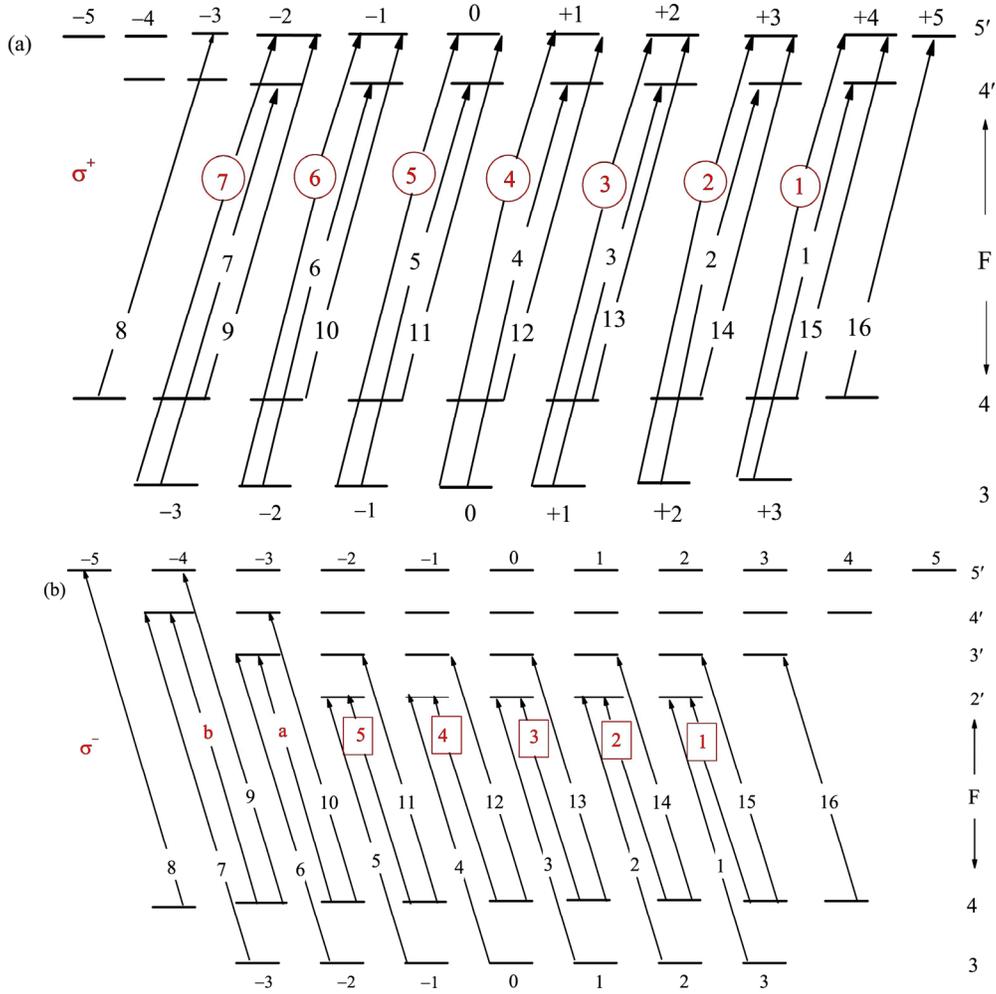


Рис.2. Диаграмма переходов Cs , D_2 линии в базе F и m_F . Показаны только те переходы, которые имеют большие вероятности при магнитных полях $B \geq B_0$, (a) поляризации излучения σ^+ , ①–⑦ переходы – это МІ переходы; (b) поляризации излучения σ^- , 1–5 переходы в прямоугольниках это – МІ переходы. Важно отметить, что для избежания путаницы с нумерацией 1, 2, 3 и т.д., в тексте всюду отмечается для какой поляризации σ^+ или σ^- приведена данная нумерация.

для излучений с поляризацией σ^+ и σ^- , соответственно. Известно, что в сильных магнитных полях может происходить гигантское возрастание вероятностей (интенсивностей) атомных переходов с правилами отбора $F_e - F_g = \pm 2$ [11–15].

Как показано нами ранее, при определенных значениях магнитного поля вероятности этих переходов (которые запрещены при $B = 0$) могут превосходить вероятности разрешенных атомных переходов. Поэтому мы их назвали магнито-индуцированными (МІ) переходами [14,15]. На диаграмме рис.2а для

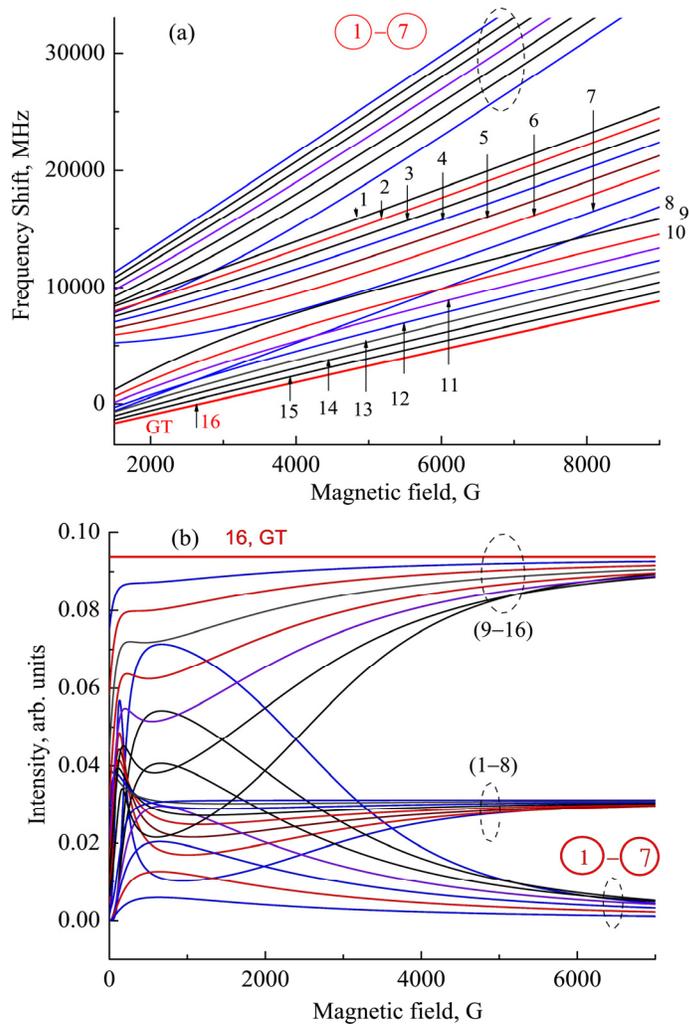


Рис.3. (a) Частотные положения атомных переходов, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ при σ^+ поляризации излучения, (b) Зависимости вероятностей атомных переходов от величины магнитного поля (σ^+ поляризация). Приведенные кривые рассчитаны по теоретической модели, приведенной в работах [2,11–15].

атомов Cs магнито-индуцированные переходы для излучения с поляризацией σ^+ отмечены кружками, а для излучения с поляризацией σ^- на диаграмме рис.2b – прямоугольниками. Заметим, что в процессе FR участвуют оба излучения с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- . Однако, чтобы сильно не усложнять диаграммы, атомные переходы показаны отдельно для поляризаций σ^+ и σ^- . На рис.3а показаны частотные положения атомных переходов при σ^+ поляризации. Приведены только те переходы, вероятности которых остаются достаточно

большими при сильных магнитных полях $B > B_0$, чтобы быть зарегистрированными. Из рис.3а видно, что атомные переходы образуют три группы: 1) группа из семи МІ переходов 1–7, которая расположена на высокочастотном крыле спектра; 2) группа из восьми переходов 1–8 (показаны на диаграмме рис.2а); 3) группа из восьми переходов 9–16. С увеличением магнитного поля частотное расстояние между этими группами возрастает. Вероятности этих атомных переходов приведены на рис.3б. Как следует из рис.3б, вероятности семи МІ переходов 1–7 при магнитных полях ~ 1000 Гс имеют наибольшую вероятность, однако, при полях > 7000 Гс их вероятности стремятся к нулю. Таким образом, остаются только две группы: группа из восьми переходов 1–8 и группа из восьми переходов 9–16. Объяснение такого поведения приведено ниже. Особо отметим переход под номером 16. Это, так называемый, “направляющий” атомный переход («guiding» transition, GT) при использовании излучения с круговой поляризацией σ^+ (один такой GT переход есть и при использовании излучения с поляризацией σ^- , см. ниже) [16]. GT переходы имеют наибольшую величину вероятности в своей группе, к которой стремятся вероятности всех атомных переходов в его группе в сильных магнитных полях. Как видно из рис.3б, вероятность GT перехода постоянна, не зависит от величины B . Величина частотного наклона GT перехода составляет $s = 1.4 \text{ MHz/G}$ и не зависит от величины B . В сильных магнитных полях к этой величине стремятся частотные наклоны всех атомных переходов в его группе [16].

На рис.4а показаны частотные положения атомных переходов, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ и для σ^- поляризации оптического излучения. Так же, как и в случае σ^+ поляризации оптического излучения, атомные уровни образуют три группы: 1) группа, расположенная на низкочастотном крыле спектра, состоящая из пяти МІ переходов 1–5 в прямоугольниках и разрешенных переходов, обозначенных a и b ; 2) группа из восьми переходов 9–16; 3) группа из восьми переходов 1–8.

С увеличением магнитного поля частотные расстояния между группами возрастают, и они полностью разделяются при $B > 8000$ Гс. Вероятности этих атомных переходов приведены на рис.4б. Как видно из рис.4б вероятности пяти МІ переходов 1–5 в прямоугольниках и переходов, обозначенных a и b , при магнитных полях ~ 1000 Гс, имеют наибольшую вероятность, однако, при полях > 7000 Гс их вероятности стремятся к нулю. Таким образом, при $B \gg B_0$ остаются только две группы: группа из восьми переходов 1–8 и группа из восьми переходов 9–16. Объяснение приведено ниже. Особо отметим переход под номером 8 для σ^- поляризации. Это также «направляющий» GT атомный переход [16].

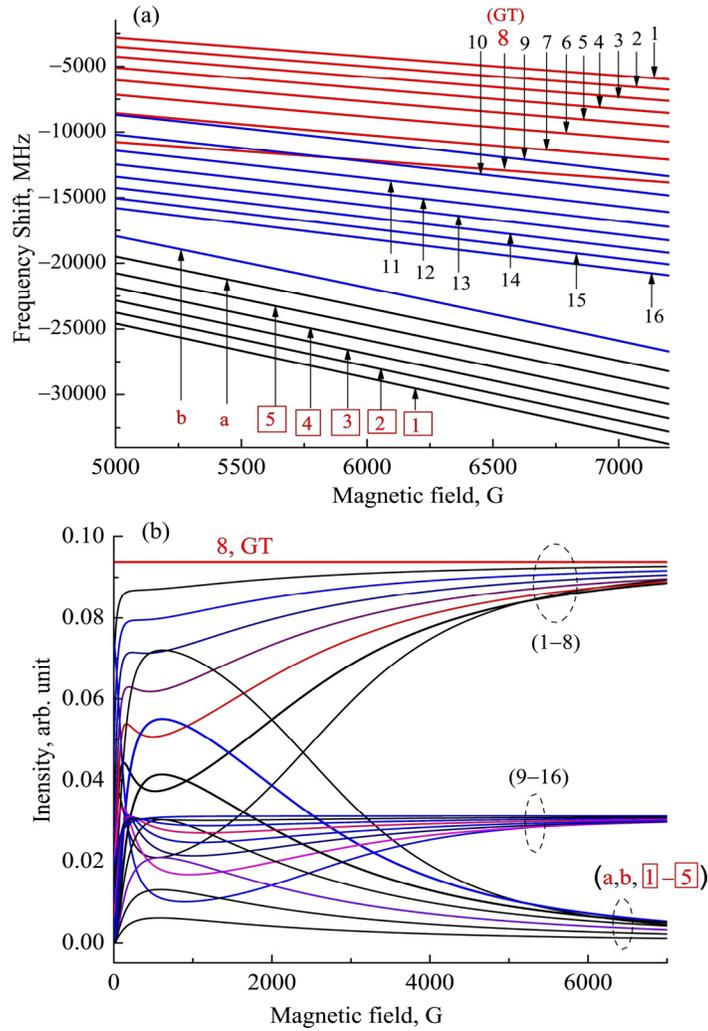


Рис.4. (а) Частотные положения атомных уровней, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ для σ^- поляризации излучения; б) Зависимости вероятностей атомных переходов от величины магнитного поля (σ^- поляризация). Приведенные кривые рассчитаны по теоретической модели, приведенной в работах [2,11–15].

Методика регистрации спектра сигнала FR с использованием наночастицы в схеме со скрещенными поляризаторами, с приложением продольного магнитного поля подробно описана в работах [17–19], поэтому здесь изложим её кратко. При прохождении резонансного лазерного излучения (поляризованного, скажем, вертикально) через пары атомов Cs (при толщине столба паров $L = \lambda/2 = 426$ нм), помещенных в магнитное поле, происходит вращение плоскости поляризации излучения (электрического поля E) на угол φ , поэтому его проекция проходит через второй скрещенный поляризатор (анализатор).

Приведем суть предложенного нами модифицированного метода FR. Выходной поляризатор Глана (анализатор) помещался в механический держатель, который позволял осуществлять его плавное вращение вокруг оси, как по, так и против часовой стрелки. Угол, на который поворачивался относительно скрещенного положения, составлял 0.1 рад. При этом на выходе анализатора регистрируется дисперсионный спектр–спектр MFR (толщина столба паров $L = \lambda/2 = 426$ нм). Используемый осциллограф Siglent SDS1202x позволяет в реальном времени формировать производную кривой MFR. Кривая DMFR (derivative MFR) представлена на рис.5. Верхняя кривая на рис.5 спектр FR: в этом случае анализатор скрещен с первым поляризатором. Магнитное поле $B = 6200$ Гс, мощность лазерного излучения 0.1 мВт, температура резервуара наноячейки 115°C . Из рис.5 видно, что в случае кривой DMFR реализуется лучшее спектральное разрешение, и атомные переходы под номерами 7 и 9 полностью спектрально разрешены. Кроме того, более узкие ширины атомных переходов в случае кривой DMFR передают более правильную информацию об амплитудах (вероятностях) переходов. Так, амплитуда перехода GT под номером 16 должна быть наибольшая в спектре, что соответствует наибольшей амплитуде на кривой DMFR, в то время как амплитуда перехода под номером 16 в спектре FR меньше амплитуды перехода под номером 15, что неверно отражает реальное соотношение амплитуд. Нижняя кривая – реперная.

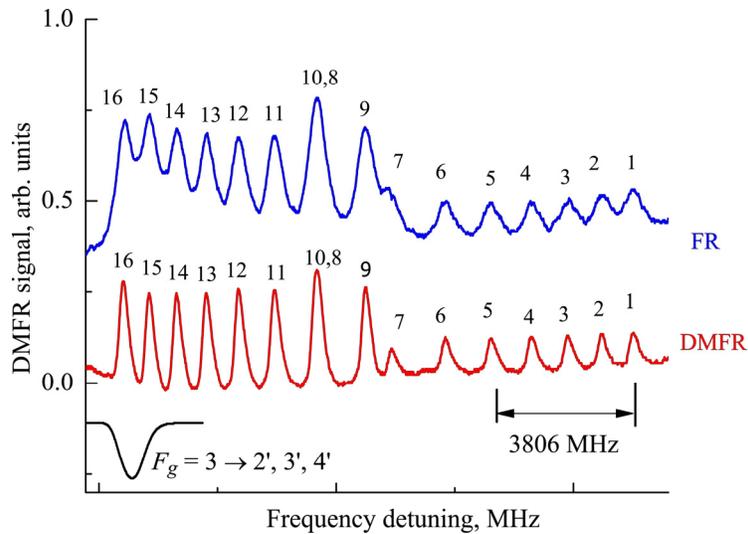


Рис.5. Спектр FR в случае, когда анализатор скрещен с первым поляризатором, $L = \lambda/2 = 426$ нм, $B = 6200$ Гс, поляризация σ^+ , мощность лазерного излучения 0.1 мВт, температура резервуара наноячейки 115°C . Нижняя кривая- спектр DMFR. Видно, что в случае кривой DMFR спектральное разрешение лучше.

Кривая Exp. на рис.6 показывает экспериментальный спектр, полученный методом DMFR при магнитном поле $B = 6600$ Гс, для σ^+ поляризации. Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов (переходы 1–8 и 9–16) спектрально разрешены. Кривая Theor. на рис.6 показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм, которая содержит важную информацию о частотных положениях атомных переходов и их амплитуд [9]. Из рис.6 видно, что метод DMFR также дает правильные положения всех атомных переходов и величин их амплитуд. Заметим, что у экспериментального спектра поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм имеются спектрально-широкие крылья, что сильно ухудшает спектральное разрешение (поэтому, экспериментальные спектры поглощения не приведены). Нижняя кривая – частотный репер.

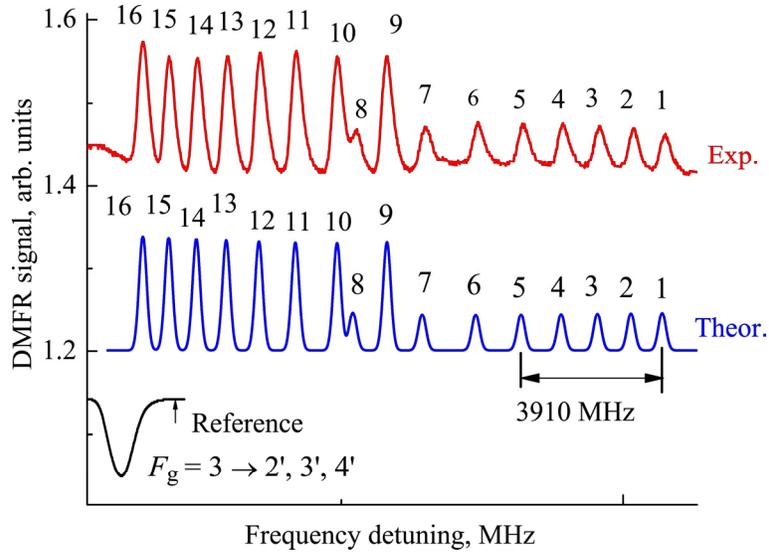


Рис.6. Экспериментальный спектр DMFR, $B = 6600$ Гс, поляризация σ^+ . Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения. Наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис. 7 кривые DMFR (a, b, c, d, e) показывают производную спектра сигнала MFR на выходе из анализатора (повернут на 0.1 рад) при разных величинах магнитного поля B для σ^+ поляризации: для кривых a, b, c, d, e эти величины составляют 5000, 5300, 6200, 6600 и 6900 Гс, соответственно. Нумерация атомных линий 1–8 и 9–16 приведена на рис.2а для σ^+ поляризации. Из рис.7 видно, что при полях 6600 и 6900 Гс все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. На рис.8 (верхняя кривая) показан фрагмент спектра DMFR

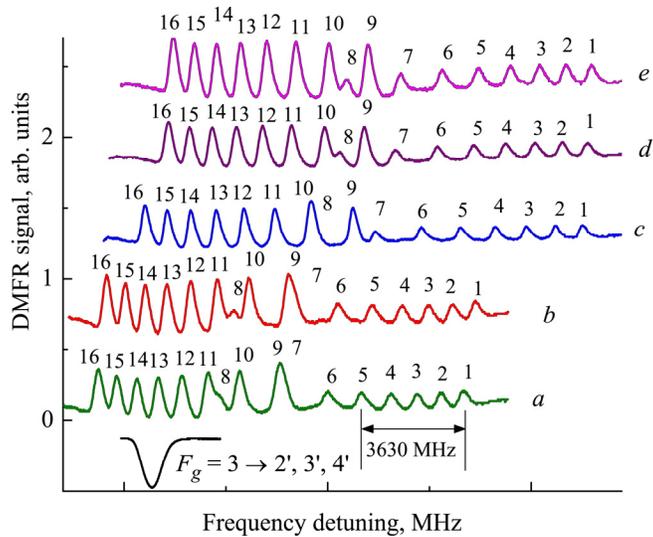


Рис.7. Кривые DMFR (*a, b, c, d, e*) производных сигналов MFR на выходе из анализатора для σ^+ поляризации при разных величинах B : для кривых *a, b, c, d, e* эти величины 5000, 5300, 6200, 6600 и 6900 Гс, соответственно. Нижняя кривая – реперная.

(высокочастотное крыло спектра), на котором регистрируются семь МІ переходов 1–7 ($B = 6120$ Гс). При таких сильных магнитных полях эти МІ переходы зарегистрированы впервые. Также регистрируются переходы 1–3. Из кривых на рис. 3б видно, что при таких сильных магнитных полях вероятности МІ перехо-

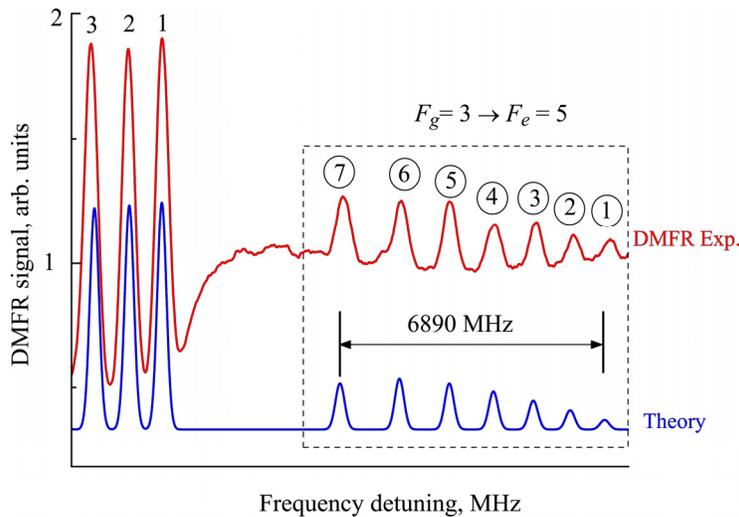


Рис.8. Фрагмент спектра DMFR (высокочастотное крыло) на котором регистрируются семь МІ переходов 1–7 в кружках, для σ^+ поляризации, $B = 6120$ Гс. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения.

дов быстро уменьшаются, но тем не менее они все еще уверенно регистрируются. Нижняя кривая на рис.8 показывает расчетный спектр поглощения. Из рис.8 видно, что метод DMFR показывает правильные частоты МП переходов 1–7, а также величины их амплитуд. Верхняя кривая на рис.9 показывает экспериментальный спектр MFR в случае излучения с поляризацией σ^- , при $B = 6600$ Гс, $L = \lambda/2$. В этом случае спектр формируется на низкочастотном крыле. Это видно по реперному спектру перехода $F_g = 4 \rightarrow 3', 4', 5'$, поскольку он расположен на 9.2 ГГц ниже перехода $F_g = 3 \rightarrow 2', 3', 4'$, который приведен на рисунках 5–8. Средняя кривая на рис.9 показывает экспериментальный спектр, полученный методом DMFR. Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов (переходы 1–8 и 9–16) спектрально разрешены. Нумерация приведена на рис.4а и на рис.4б. Кривая Theor. на рис.9 показывает расчетный спектр поглощения. Как отмечено выше, спектр поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм содержит важную информацию о частотном положении атомных переходов и величин их амплитуд [9]. Из рис.9 видно, что результаты, полученные методом DMFR, совпадают с расчетными.

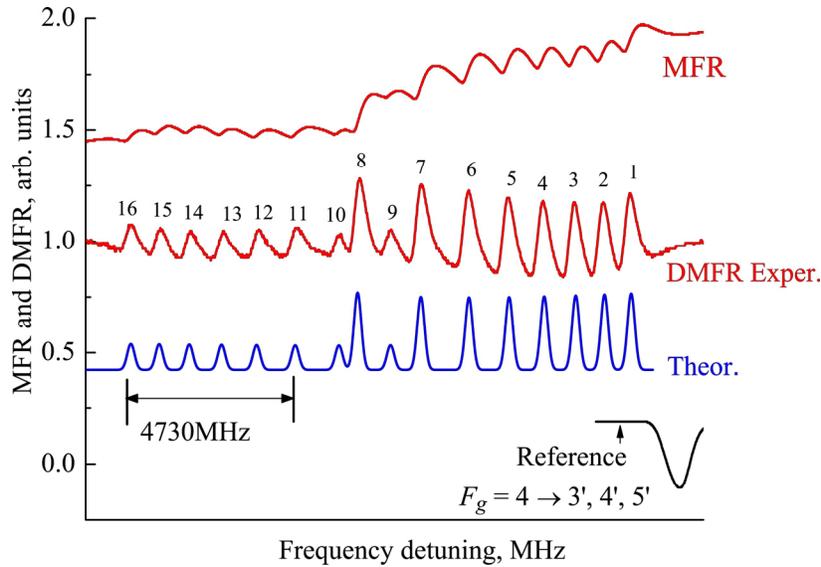


Рис.9. Спектр MFR, излучение с поляризацией σ^- , $B=6600$ Гс, $L = \lambda/2 = 426$ нм. Средняя кривая – спектр, полученный методом DMFR. Кривая «Theor.» показывает расчетный спектр поглощения. Нижняя кривая – частотный репер.

На рис.10 кривые DMFR (a', b', c', d', e') показывают производную спектра сигнала MFR на выходе из анализатора при разных величинах магнитного поля B для σ^- поляризации: для кривых a', b', c', d', e' эти величины составляют 5230, 5340, 6170, 6700 и 6900 Гс, соответственно. Нумерация атомных линий

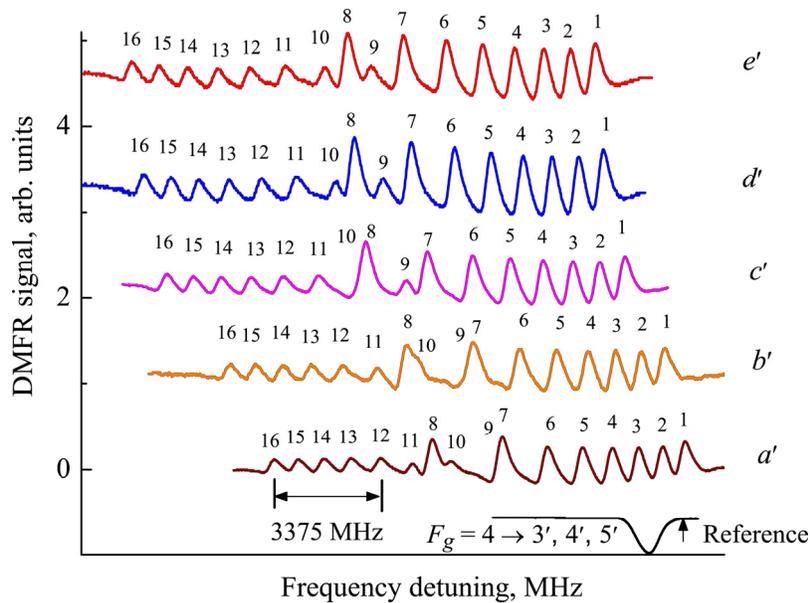


Рис.10. Кривые DMFR (a' , b' , c' , d' , e') при разных величинах поля B для σ^- поляризации: для кривых a' , b' , c' , d' , e' эти величины 5230, 5340, 6170, 6700 и 6900 Гс, соответственно. Видно, что при полях 6700 и 6900 Гс все шестнадцать переходов спектрально разделены. Нумерация атомных линий приведена на рис.2b для σ^- поляризации. Нижняя кривая – реперная.

1–8 и 9–16 приведена на рис.2b для σ^- поляризации. Из рис.10 видно, что при полях 6700 и 6900 Гс все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. На рис.11 верхняя кривая показывает фрагмент спектра DMFR (расположенный на низкочастотном крыле спектра), на котором регистрируются пять МІ переходов 1–5 в прямоугольниках, $B = 6170$ Гс. При таких сильных магнитных полях эти МІ переходы зарегистрированы впервые. Также регистрируются разрешенные атомные переходы, обозначенные a и b , и переходы 11–16. Из кривых на рис. 4b видно, что при таких сильных магнитных полях вероятности МІ переходов быстро уменьшаются, тем не менее они все еще уверенно регистрируются. Нижняя кривая на рис.11 показывает расчетный спектр поглощения. Из рис.11 видно, что результаты, полученные методом DMFR, совпадают с расчетными. Приведем объяснение причины того, что в сильных магнитных полях остаются только две группы атомных переходов по восемь переходов в каждой. В сильных магнитных полях, когда $B \gg B_0$, имеет место разрыв связи полного углового момента электрона \mathbf{J} и магнитного момента ядра \mathbf{I} (так называемый режим Пашена-Бака на сверхтонкой структуре [7, 20]), и поведение атомных переходов определяется проекциями m_J и m_I .

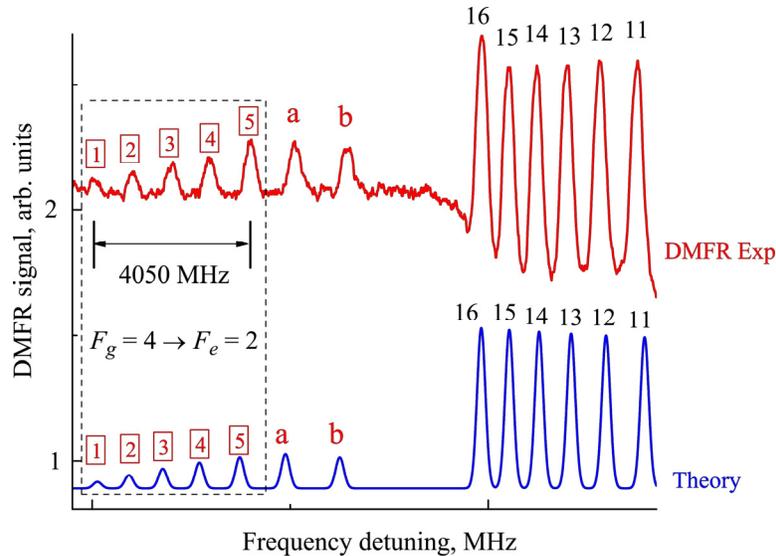


Рис.11. Фрагмент спектра, полученный методом DMFR, σ^- поляризация, $B = 6170$ Гс. Регистрируются пять МІ переходов 1–5 в прямоугольниках. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения. Видно, что метод DMFR показывает правильные частотные положения МІ переходов, а также их амплитуды.

Как видно из рис. 12 как для поляризации σ^+ , так и для поляризации σ^- , когда $B \gg B_0$, остаются только две группы атомных переходов – восемь переходов в каждой. При этом амплитуды атомных переходов в пределах одной группы, переходы у которых начинаются с того же нижнего уровня (см. рис.3b и рис.4b), равны между собой. Также частотные наклоны атомных переходов в пределах одной группы (см. рис.3a и рис.4a), которые начинаются с того же нижнего уровня, равны между собой. Заметим, что МІ переходы не присутствуют на диаграммах рис. 12, поскольку их вероятности стремятся к нулю при $B \gg B_0$. Важно отметить, что две группы атомных переходов, по восемь переходов в каждой, будут наблюдаться даже в сильных магнитных полях, вплоть до 10 Т. Поведение атомных переходов D_2 линии цезия в сильных поперечных магнитных полях при π -поляризации лазера детально изучено в [21].

Результаты приведенных исследований, основанные на применении DMFR метода и цезиевой наночейке, могут быть использованы для разработки оптических магнитометров с нанометровым локальным пространственным разрешением для определения как однородных, так и сильно неоднородных магнитных полей [22]. Представляет практический интерес и широко перестраиваемый частотный репер с использованием МІ переходов 1–7, с рекордно-сильным смещением по частоте на 20–30 ГГц при полях 6–7 кГс относительно исходных атомных переходов, что может быть использовано для стабилизации частоты диодного лазера на смещенных частотах [23].

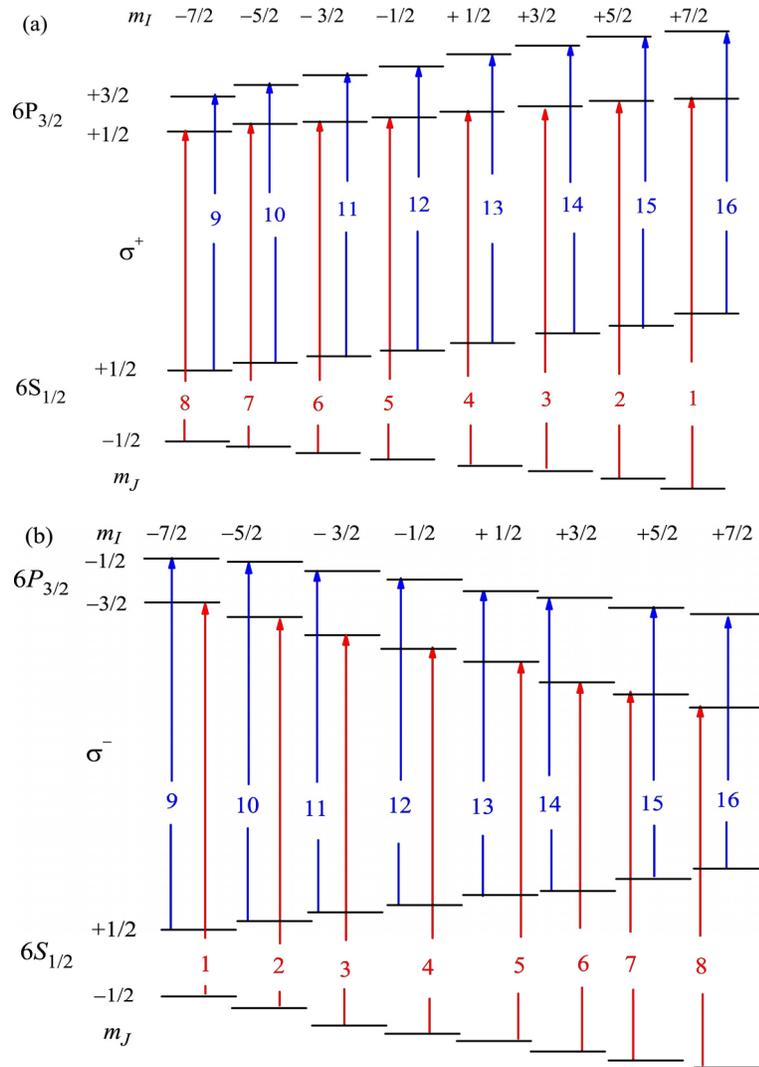


Рис.12. Диаграммы атомных переходов в режиме Пашена-Бака на сверхтонкой структуре в базе m_J и m_I для D_2 линии для излучений с поляризациями σ^+ (a) и σ^- (b). Правила отбора для переходов $\Delta m_J = +1$ и $\Delta m_J = 0$ для поляризации σ^+ , в случае излучения с поляризацией σ^- правила отбора для переходов $\Delta m_J = -1$ и $\Delta m_J = 0$.

3. Заключение

Разработан и применен модифицированный DFRM с использованием наноячейки, заполненной парами атомов Cs. Суть модифицированного метода состоит в следующем: выходной поляризатор (анализатор) помещается в держатель, который позволяет осуществлять его плавное вращение вокруг оси, как по часовой стрелке, так и против часовой стрелки. Угол, на который поворачи-

вался анализатор (относительно скрещенного положения) составлял 0.1 рад. В этом случае на выходе анализатора регистрируется дисперсионный спектр MFR. Используемый осциллограф Siglent позволяет в реальном времени сформировать производную кривой MFR (DMFR). Формируемые атомные линии в этом случае имеют спектральную ширину в 1.5–2 раза уже, чем спектральная ширина линии, полученная методом FR, также с использованием наночастицы. В магнитных полях 5000–7000 Гс при использовании излучения с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- регистрируются по 23 атомных перехода, показанные на рис.3а) и рис.4а), которые спектрально полностью разрешены и идентифицированы. Впервые экспериментально и теоретически показано, что при значениях магнитного поля ~ 6000 Гс семь магнито-индуцированных переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ (которые запрещены по правилам отбора при $B = 0$) и пять магнито-индуцированных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$ (которые также запрещены по правилам отбора при $B = 0$) все еще уверенно регистрируются. Проведено сравнение спектров формируемых методом FR и методом DMFR и показано, что реализуемое спектральное разрешение в случае DMFR в 1.5–2 лучше. Наблюдается хорошее согласие экспериментального положения частот атомных переходов и их амплитуд, регистрируемых методом DMFR с расчетными величинами. Приведены диаграммы атомных переходов в режиме Пашена-Бака на сверхтонкой структуре в базе m_J и m_I для D_2 линии для излучений с поляризацией σ^+ и с поляризацией σ^- , которые объясняют причины того, что в сильных магнитных полях при $B \gg B_0$ остаются только две группы атомных переходов, по восемь переходов в каждой. Отмечены практические применения.

Работа А. С., А. А., А. Т. и Д. С. выполнена в рамках КН МОН РА (проект № SCS 18T-1C018). Авторы благодарят Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732). А. А. благодарит AGBU France и Philipposian & Pilossian Foundation в Женеве, а также FAST (Foundation for Armenian Science and Technology) 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). Р.Т. и С.С. благодарят за поддержку the National Science Fund of Bulgaria according to contracts: (i) Bilateral project Bulgaria – Russia («Nonlinear spectroscopy of spatially restricted alkali vapor: methodology and applications»): DNTS/Russia 01/5 from 23.06.2017г. + RFBR grant No17-52-18037, the Government of Russian Federation (Grant 074-U01) and goszadanie #3.4903.2017/6.7 and (ii) DO08-19/2016, «New coherent and cooperative effects in hot alkali vapour».

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A.Weis.** *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1153 (2002).
2. **M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester.** *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford Univ. Press, Oxford, 2010.
3. **Y. Wang, X. Zhang, D. Wang, Z. Tao, W. Zhuang, J. Chen.** *Opt.Express*, **20**, 25817 (2012).
4. **J.A. Zielinska, F.A. Beduini, N. Godbout, M.W. Mitchell.** *Opt. Lett.*, **37**, 524 (2012).
5. **M.A. Zentile, D.J. Whiting, J. Keaveney, Ch.S. Adams, I.G. Hughes.** *Opt. Lett.*, **40**, 2000 (2015).
6. **M.A Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, Ch.S. Adams, I.G. Hughes.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 075005 (2014).
7. **B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer.** *Phys. Rev. A*, **84**, 063410 (2011).
8. **M.A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D.J. Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *Comput. Phys. Commun.*, **189**, 162 (2015).
9. **А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **98**, 499 (2013).
10. **D. Sarkisyan, A. Papoyan.** *New Trends in Quantum Coherence and Nonlinear Optics (Horizons in World Physics, vol. 263)*, Ed.: R. Drampyan, Nova Science Publishers, Chapter 3, pp.85-124 (2009).
11. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** *Phys. Rev. A*, **42**, 2766 (1990).
12. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, A. Papoyan, E. Mariotti, D. Sarkisyan.** *Laser Phys. Lett.*, **11**, 055701 (2014).
13. **E. Klinger, A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** *Europhys. Journ. D*, **71**, 216 (2017).
14. **Саргсян, А. Тоноян, Г.Т. Ахумян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **106**, 669 (2017).
15. **А. Тоноян, А. Sargsyan, E. Klinger, G. Nakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** *EuroPhys. Lett.*, **121**, 53001 (2018).
16. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **101**, 330 (2015).
17. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **102**, 549 (2015).
18. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Д. Саркисян.** *ЖЭТФ* **150**, 461 (2016).
19. **А. Саргсян, А. Амирян, С. Каргалева, Д. Саркисян.** *ЖЭТФ*, **152**, 54 (2017).
20. **A. Sargsyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A.Papoyan, D. Sarkisyan.** *Opt. Lett.*, **37**, 1379 (2012).
21. **А.Д. Саргсян, Г.Т. Ахумян, А.О. Амирян, К. Леруа, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян.** *Известия НАН Армении, Физика*, **50**, 428 (2015).
22. **A. Sargsyan, A. Papoyan, I.G. Hughes, Ch.S. Adams, D. Sarkisyan.** *Opt. Lett.*, **42**, 1476 (2017).
23. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, W. Gawlik.** *Opt. Lett.*, **39**, 2270 (2014).

ՖԱՐԱԴԵՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՄՈՂԻՖԻԿԱՑԻԱՅԻ ԵՂԱՆԱԿԸ
ՀԶՈՐ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ ՑԵԶԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄԱԿԱՆ
ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Հ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Ա. ԱՄԻՐՅԱՆ,
Պ. ԹՈՂՈՐՈՎ, Ս. ԿԱՐՏԱԼԵՎԱ, Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ցեզիումի ատոմներ պարունակող նանո-բջջի օգնությամբ մշակված է Ֆարադեյան պտույտի մոդիֆիկացիայի երևույթը: Ձևավորված ատոմային գծերի սպեկտրալ լայնությունը 1.5–2 անգամ ավելի նեղ է քան Ֆարադեյի պտույտի մեթոդով գրանցվածներինը: Մագնիսական դաշտի $B = 5000\text{--}7000$ Գս արժեքներում Cs , D_2 գծի ատոմական բոլոր անցումները սպեկտրալ տարալուծված և իդենտիֆիկացված են: Մասնավորապես, ուսումնասիրված են $B = 0$ Գս դաշտերում ջոկման կանոնով արգելված անցումները, որոնց հավանականությունը մագնիսական դաշտի որոշակի արժեքի դեպքում կտրուկ աճում են: Ցույց է տրված, որ Ֆարադեյան պտույտի մոդիֆիկացիայի երևույթը հարմար և արդյունավետ գործիք է հանդիսանում բարձր լուծողունակությամբ Cs ատոմի սպեկտրադիտման համար: Տեսական և փորձարարական արդյունքների միջև նկատվում է լավ համաձայնություն:

MODIFIED FARADAY ROTATION METHOD FOR STUDYING
CESIUM ATOMIC LINES IN STRONG MAGNETIC FIELDS

A. SARGSYAN, A. TONoyAN, G. HAKHUMYAN, A. AMIRYAN,
P. TODOROV, S. CARTALEVA, D. SARKISYAN

A modified Faraday rotation method was developed using a nanocell filled with cesium vapor. Formed atomic lines have a spectral width 1.5–2 times narrower than those obtained by the Faraday rotation method. In magnetic fields $B = 5000\text{--}7000$ G, all atomic transitions of the Cs D_2 line, formed in the spectra, are spectrally resolved and identified. In particular, transitions that are forbidden at $B = 0$ G have been investigated, however, at certain values of the magnetic field, there is a gigantic increase in their probabilities. It is shown that the modified Faraday rotation method is convenient and efficient for high resolution spectroscopy for Cs atoms. There is good agreement between experimental and calculated results. Practical applications are noted.

УДК 535-14

**ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО
ЗАПОЛНЕННОМ НЕЛИНЕЙНЫМ КРИСТАЛЛОМ
LiNbO₃, DAST ИЛИ ZnTe**

А.С. НИКОГОСЯН^{1*}, Р.М. МАРТИРОСЯН^{1,2}, А.А. АХУМЯН³,
А.О. МАКАРЯН¹, В.Р. ТАТЕВОСЯН¹, Г.Н. ГОЛЬЦМАН⁴,
С.В. АНТИПОВ⁴

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Национальная академия наук Республики Армения, Ереван, Армения

³Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

⁴Московский государственный педагогический университет, Москва, Россия

*e-mail: nika@ysu.am

(Поступила в редакцию 27 декабря 2018 г.)

Исследовано влияние поглощения терагерцового (ТГц) излучения на эффективность генерации когерентного ТГц излучения в системе «нелинейно-оптический кристалл, частично заполняющий поперечное сечение металлического прямоугольного волновода». Эффективность нелинейного преобразования частоты оптического лазерного излучения в ТГц диапазон зависит от потерь в системе и выполнения условия фазового синхронизма (ФС) в нелинейном кристалле. Метод частичного заполнения металлического волновода нелинейно-оптическим кристаллом был применен для обеспечения фазового синхронизма. Фазовое согласование достигается путем численного определения толщины нелинейного кристалла, то есть степени частичного заполнения волновода. Исследовано затухание ТГц излучения, вызванное потерями энергии как в металлических стенках волновода, так и в кристалле, с учетом размера поперечного сечения волновода, степени частичного заполнения и диэлектрической проницаемости кристалла. Показано, что частичное заполнение волновода нелинейным кристаллом приводит к увеличению эффективности генерации ТГц излучения на порядок благодаря уменьшению поглощения.

1. Введение

Волноводы, содержащие диэлектрические вставки, находят применение во многих компонентах волновода [1]. В ТГц спектроскопии показано, что метод измерения поглощения диэлектрика, частично заполняющего волновод [2], в 50

раз чувствительнее, чем традиционный метод однослойного отражения. Эффективная генерация ультракоротких ТГц и ПГц импульсов в нелинейном кристалле, частично заполняющем прямоугольный волновод, с помощью пико- или фемтосекундных лазерных импульсов была предложена и выполнена в [3–5]. Генерация ТГц и ПГц излучения основана на смешении спектральных компонент пико- или фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле (метод оптического выпрямления). Метод частичного заполнения металлического волновода нелинейно-оптическим кристаллом применялся для выполнения условия фазового синхронизма, т.е. для достижения эффективной генерации ТГц излучения.

Эффективность генерации для данной разностной частоты в спектре ТГц импульса при отсутствии поглощения оптического лазерного излучения, но с учетом поглощения ТГц волны, когда кристалл находится в свободном пространстве, определяется выражением [6,7]:

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3} \exp[-\alpha_{\text{THz}} L / 2] \frac{\sinh^2[\alpha_{\text{THz}} (L / 4)]}{[\alpha_{\text{THz}} L / 4]^2}. \quad (1)$$

При незначительном поглощении ($\alpha_{\text{THz}} L \ll 1$) уравнение (1) преобразуется в (2), а в случае большого поглощения ($\alpha_{\text{THz}} L \gg 1$) в (3)

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3}, \quad (2)$$

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{8\omega^2 d_{\text{eff}}^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3 \alpha_{\text{THz}}^2}, \quad (3)$$

где ω – угловая частота ТГц волны, d_{eff} – эффективный нелинейный оптический коэффициент, L – длина нелинейного кристалла, I – интенсивность излучения ближнего инфракрасного света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, c – скорость света в вакууме, α_{THz} – коэффициент поглощения интенсивности ТГц излучения, а n_{THz} и n_{NIR} показатели преломления кристалла для терагерцового (от 0.1 до 0.03 мм) и ближнего инфракрасного излучений (от 780 до 2500 нм), соответственно. Из выражения (1) следует, что длина кристалла не должна превышать величину $L = \alpha_{\text{THz}}^{-1}$, а из условия выполнения фазового синхронизма следует, что она не должна быть и больше длины когерентности $L_{\text{кор}}$ [6].

В соответствии с уравнениями (2) и (3) введены показатели качества нелинейного кристалла ((figures of merit) – (FOM)) [8]:

$$\text{FOM}_{\text{NA}} \equiv \frac{d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}}}, \quad (4)$$

$$\text{FOM}_{\text{A}} \equiv \frac{4d_{\text{eff}}^2}{n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} \alpha_{\text{THz}}^2}. \quad (5)$$

Значения FOM_{NA} и FOM_A – показатели эффективности преобразования энергии при оптическом выпрямлении в слабо и сильно поглощающих кристаллах, соответственно. В статье [8] предложено принять FOM равным FOM_A , если $\alpha_{THz} > 5 \text{ см}^{-1}$ при длине кристалла $L=2$ мм, и равным FOM_{NA} для малых значений α_{THz} .

Для обеспечения эффективной генерации ТГц излучения в условиях выполнения фазового синхронизма в экспериментах используются нелинейные кристаллы с высоким значением FOM . Так, например, из нелинейных кристаллов $CdTe$, $GaAs$, GaP , $ZnTe$, $GaSe$, $sLiNbO_3$, $sLiNbO_3$ 100 К, $DAST$ и другие кристалл $DAST$ имеет самое высокое значение $FOM = 41.5 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$. При накачке длиной волны 1.55 мкм, когда FOM меньше и равно $6.6 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$, генерировались ТГц импульсы с напряженностью сфокусированного поля $\sim 50 \text{ кВ/см}$ [9], несмотря на то, что $\alpha_{THz} = 50 \text{ см}^{-1}$ [10]. Стехиометрический кристалл $sLiNbO_3$ (sLN) имеет второе высокое по величине FOM , равное $18 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$, которое более чем в два раза больше, чем у $ZnTe - 7.27 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$ и остальных полупроводниковых кристаллов (несмотря на высокий коэффициент поглощения $LiNbO_3$ $\alpha_{THz} = 17 \text{ см}^{-1}$ [11] по сравнению с $\alpha_{THz} = 1.3 \text{ см}^{-1}$ у $ZnTe$ [12]). Стехиометрический кристалл $sLiNbO_3$ отличается от кристалла $LiNbO_3$ меньшим уровнем легирования Mg, около – 0.7 % вместо 5%. Благодаря этому коэффициент поглощения $sLiNbO_3$ значительно уменьшается, а разница становится более значительной при низких температурах, при $T=100^\circ \text{ К}$ $\alpha_{THz} = 4.8 \text{ см}^{-1}$ [13], в результате FOM кристалла $sLiNbO_3$ становится 48.6, т.е. больше, чем у $DAST$. При низких температурах для $sLiNbO_3$ η_T увеличивается с ростом длины кристалла пропорционально L^2 .

В настоящей работе представлено исследование влияния поглощения ТГц излучения на эффективность генерации когерентного ТГц излучения в нелинейном оптическом кристалле, помещенном в металлический прямоугольный волновод и частично заполняющем его поперечное сечение (рис.1). Эффективность нелинейного преобразования оптического лазерного излучения в ТГц диапазон также зависит и от обеспечения условия ФС в нелинейном кристалле, то есть от равенства групповой скорости оптического импульса и фазовой скорости ТГц-импульса на разностной частоте. Фазовое согласование достигается путем численного определения толщины нелинейного кристалла, то есть степени частичного заполнения волновода [3–5]. Каждой толщине кристалла соответствует ряд определенных частот, для которых имеет место ФС.

Затухание ТГц излучения, вызванное потерями как в металлических стенках волновода, так и в кристалле, рассчитывалось с учетом размеров поперечного сечения волновода, толщины кристалла (степени частичного заполнения) и его диэлектрической проницаемости. Кристаллы $DAST$, $LiNbO_3$ и $ZnTe$ изучены в связи с их высокой эффективностью преобразования оптического излучения в

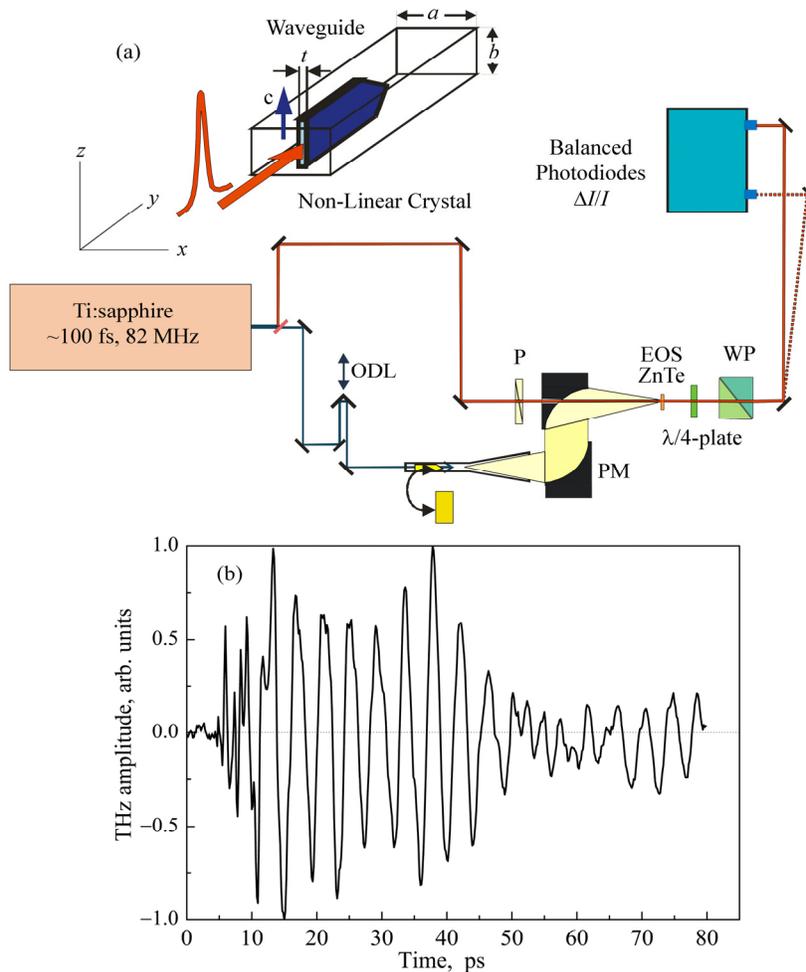


Рис.1. (а) Нелинейный кристалл LiNbO_3 в металлическом прямоугольном волноводе и схема экспериментальной установки, для генерации и детектирования ТГц импульсов; (б) временная форма излученного ТГц импульса, генерируемого при освещении кристалла импульсом Тi:сапфирового лазера с длительностью 100 фс при длине волны 800 нм.

ТГц диапазон. Эти кристаллы имеют высокие нелинейные восприимчивости второго порядка d_{eff} и различные диэлектрические проницаемости, для которых выполняется условие ФС.

2. Затухание ТГц излучения, вызванное потерями в металлических стенках волновода и в кристалле

Коэффициент затухания в металлических стенках волновода α_m , частично заполненного нелинейным кристаллом, определяемый выражением $\alpha_m = P_m / 2P$ [14], вычислялся численно из выражения (6):

$$\alpha_m = m \frac{a}{b} \left\{ \left(\frac{\epsilon_0 \mu_0}{m^2} - 1 \right) \frac{1}{R_1} \left[R_2 + 2 \frac{b}{a} \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \right] + 1 \right\} \frac{R_3}{a Z_0}, \quad (6)$$

где

$$R_1 = \frac{2t}{a} \left(1 + \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) + \left(1 - \frac{2t}{a} \right) \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha d}{2\alpha d} \right),$$

$$R_2 = \frac{2t}{a} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) + \left(1 - \frac{2t}{a} \right) \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha d}{2\alpha d} \right),$$

$$R_3 = \sqrt{\omega \mu / 2\sigma}.$$

Здесь P – мощность, передаваемая по волноводу, P_m – потери в металлических стенках на единицу длины, $m = \lambda / \lambda_{\text{WG}}$ – коэффициент замедления электромагнитной волны, λ – длина волны в свободном пространстве, λ_{WG} – длина волны в волноводу, a и b – ширина и высота прямоугольного волновода, соответственно, d – расстояние от узкой стенки волновода до кристалла, $2t$ – толщина кристалла, $\alpha = 2\pi/\lambda \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 - m^2}$, $\beta = 2\pi/\lambda \sqrt{\epsilon \mu - m^2}$, R_3 – поверхностное сопротивление, $Z_0 = 377$ Ом – полное сопротивление свободного пространства, σ – проводимость стенок волновода. Определение затухания выполнено в зависимости от отношения a/λ , для заданных относительных толщин кристаллов $2t/a$. Исследованы нелинейные кристаллы DAST ($\epsilon_{\text{THz}} = 5.2$), ZnTe ($\epsilon_{\text{THz}} = 10.1$), LiNbO₃ ($\epsilon_{\text{THz}} = 26.5$) с различной диэлектрической проницаемостью и высокими показателями качества (FOMs [6]). Потери в пустом волноводу зависят от отношения ширины волновода к его высоте и минимальны, когда $a/b = 2$. В выражении (6) подставлены значения

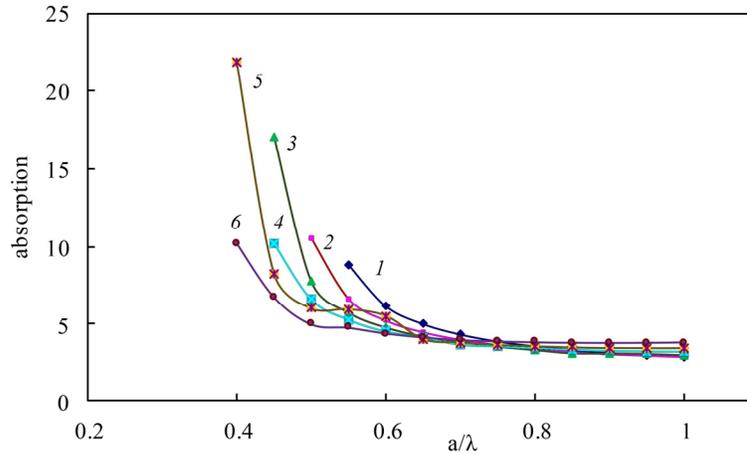


Рис.2. Затухание в металлическом волноводу, частично заполненном кристаллом DAST, $\epsilon_{\text{THz}}^c = 5.2$, при (1) $2t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.075$, (5) $2t/a = 0.1$ и (6) $2t/a = 0.15$.

$a = 2.4$ мм, $b = 1.2$ мм. Следует отметить, что в случае малой диэлектрической проницаемости (DAST ($\epsilon_{\text{THz}}^c = 5.2$)) и частичного заполнения имеются случаи, когда потери в металлических стенках сопоставимы с потерями в стенках незаполненного металлического волновода. На рисунке 2 показано, что для кристалла DAST с низкой диэлектрической проницаемостью в случае $2t/a \leq 0.15$ и $a/\lambda > 0.65$ потери в металлической стенке сопоставимы с потерями в пустом волноводе, то есть волновод не искажает форму импульса в диапазоне частот волн основного типа. Кроме того, в случае тонкого кристалла затухание может быть слабее, чем в незаполненном волноводе при значении a/λ от 0.4 до 0.8. В частично заполненном волноводе этот эффект обусловлен уменьшением частоты отсечки волновода.

В случае высокой диэлектрической проницаемости кристалла потери в стенках волновода выше, и затухание зависит в большей степени от степени заполнения кристаллом $2t$, чем от отношения a/λ , то есть от частоты (Рис.3, Рис.4).

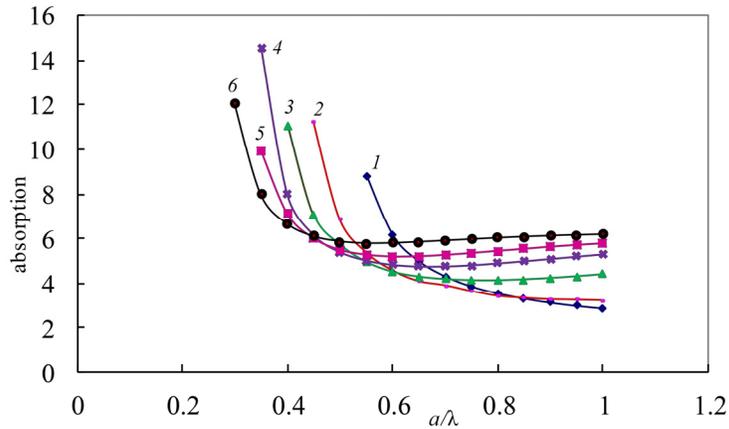


Рис.3. Затухание в металлическом волноводе, частично заполненном кристаллом ZnTe, $\epsilon_{\text{THz}}^c = 10.1$, при (а) $t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.075$, (5) $2t/a = 0.1$, (6) $2t/a = 0.15$, $a = 2.4$ мм.

Затухание в стенках волновода с тонким кристаллом LiNbO_3 меньше, чем в пустом волноводе в диапазоне длины волн $0.5 < a/\lambda < 0.65$. Следовательно, периодические ТГц импульсы или непрерывное излучение данной частоты в определенном узком диапазоне частот могут генерироваться с ослаблением меньшим, чем в пустом волноводе, при длине кристалла равной длине волновода. В этой полосе частот потери в металлических стенках не будут ослаблять и расширять ТГц импульс.

Затухание из-за потерь в кристалле, частично заполняющем волновод, определялось из выражения (7)

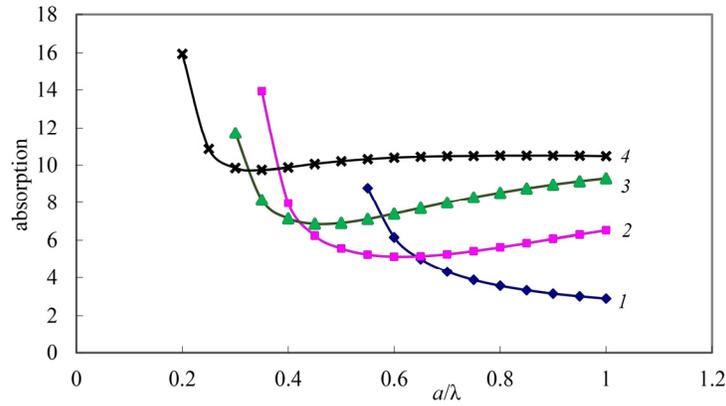


Рис.4. Затухание в металлическом волноводе, частично заполненном кристаллом LiNbO_3 , $\epsilon_{\text{THz}}^e = 26.5$, при (1) $2t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.15$.

$$\alpha_d = \epsilon \frac{\pi a}{m \lambda R_1} \frac{1}{a} \frac{2t}{a} \left(1 + \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) \tan \delta / a, \quad (7)$$

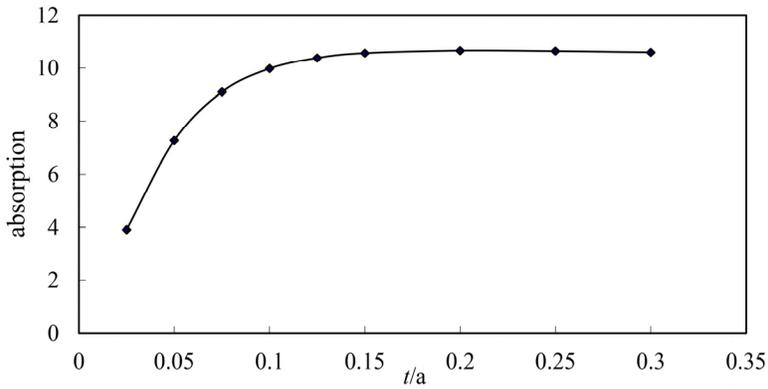


Рис.5. Затухание в волноводе, частично заполненном кристаллом LiNbO_3 , при $2t/a$ изменяющемся в интервале (0; 1).

где $\tan \delta = \epsilon''/\epsilon'$. Постоянная затухания ТГц излучения, показанная на рис.5, равна $\alpha = \alpha_d \tan \delta / a$ (α_d в единицах нп/м) увеличивается с увеличением степени заполнения поперечного сечения волновода.

Полученные данные показывают, что трехкратное снижение затухания для данной частоты возможно, если вместо полностью заполненного волновода использовать частично заполненный волновод. Из (3) видно, что эффективность преобразования оптического излучения в ТГц диапазон зависит от квадрата ко-

эффективности затухания. Уменьшение затухания в частично заполненном волноводе, в свою очередь, означает что в ней для генерации высоко-интенсивного ТГц излучения можно использовать кристаллы большей длины по сравнению со случаем полного заполнения волновода кристаллом. Известно, что при выполнении условия фазового синхронизма, мощность ТГц излучения растет с увеличением длины нелинейного кристалла квадратично [6]. Следовательно, присутствует двойной эффект. Частично заполненный нелинейным кристаллом волновод позволяет обеспечить как условие согласования фаз, так и снижение поглощения ТГц излучения в генерируемом кристалле. Этого нельзя достичь другими способами, обеспечивающими согласование фаз, когда нелинейный кристалл находится в свободном пространстве, где коэффициент затухания является постоянной величиной. Таким образом, волновод, частично заполненный нелинейным кристаллом, обеспечивает эффективную генерацию ТГц излучения благодаря как фазовому согласованию, так и уменьшению поглощения ТГц излучения в кристалле. Дальнейшее увеличение эффективности преобразования энергии оптического излучения в ТГц диапазон возможно, если генерацию осуществить не при комнатной, а при криогенных температурах. При понижении температуры до 100°К в LiNbO₃ [15,16], при выполнении условия фазового синхронизма, достигнуто увеличение эффективности преобразования энергии более, чем в 2.5 раза, благодаря уменьшению поглощения.

Большее увеличение эффективности преобразования (от 5–10 раз), чем при понижении температуры, достигнуто в [17] путем придания выходному торцу кристалла клинообразной формы с углом клина равным углу Брюстера.

3. Заключение

Эффективность генерации в процессе преобразования частоты ультракоротких лазерных импульсов в ТГц диапазон зависит от выполнения условия фазового синхронизма, а также от потерь ($\alpha = \alpha_m + \alpha_d$) при заданной длине кристалла. Кристаллы DAST, LiNbO₃ и ZnTe были изучены в связи с высокой эффективностью преобразования оптического излучения в ТГц диапазон в волноводе, частично заполненном одним из данных кристаллов.

Показано, что затухание ТГц импульса увеличивается с увеличением степени заполнения заданного сечения волновода кристаллом (рис.5). Однако в случае небольшой диэлектрической проницаемости и частичного заполнения потери в металлических стенках сопоставимы с потерями в стенках незаполненного металлического волновода. Более того, в случае тонкого кристалла с низкой диэлектрической проницаемостью затухание может быть слабее, чем в незаполненном волноводе. В частично заполненном волноводе это явление имеет место из-за

уменьшения частоты среза, что более очевидно, когда волновод полностью заполнен кристаллом. В случае высокой диэлектрической проницаемости кристалла наблюдаются более высокие потери в стенках волновода, что больше обусловлено степенью заполнения кристаллом, чем отношением a/λ , т.е. зависимостью от частоты. Во всех кристаллах минимальное затухание наблюдается для определенной полосы частот.

Таким образом, оптическое выпрямление в органических кристаллах (DAST, DSTMS OH1, [18,19]), и в кристалле LiNbO₃ является наиболее перспективным методом генерации чрезвычайно сильного ТГц поля [15]. Полученные результаты важны для быстро развивающейся области высоко-эффективных ТГц-источников [20,21] с перспективными приложениями в различных областях при взаимодействии ГГц и ТГц волн с веществом [22] и для значительного уменьшения диэлектрических потерь являющейся главной причиной затухания в волноводах интегрированных на подложке (SIW) [23].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по контракту № 14.583.21.0069, RFMEFI58317X0069.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W. Schlosse, H.G. Unger.** Advances in Microwaves, New York, Academic Press, 1966.
2. **G. Gallot, S.P. Jamison, R.W. McGowan, D. Grischkowsky.** J. Opt. Soc. Am. B, **17**, 851 (2000).
3. **А.С. Никогосян.** Квантовая электроника, **15**, 969 (1988).
4. **Е.М. Laziev, А.С. Nikoghosyan.** SPIE, Mode-Locked Lasers and Ultrafast Phenomena, **1842**, 113, (1991).
5. **А.С. Nikoghosyan, R.M. Martirosyan, А.А. Hakhoumian, J.M. Chamberlain, R.A. Dudley, N.N. Zinov'ev.** Electromagnetic waves and Electronic Systems, **11(4)**, 47 (2006).
6. **Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер.** Прикладная нелинейная оптика. Москва, «Мир», 1976.
7. **R.L. Sutherland.** Handbook of Nonlinear Optics, New York, Marcel Dekker, Inc., pp. 87–88, (1996).
8. **J. Hebling, K.-L. Yeh, M.C. Hoffmann, B. Bartal, K.A. Nelson.** J. Opt. Soc. Am. B, **25(7)**, B6 (2008).
9. **A. Schneider, M. Stillhart, P. Günter.** Opt. Express, **14**, 5376 (2006).
10. **M. Walther, K. Jensby, S. R. Keiding, H. Takahashi, H. Ito.** Opt. Lett. **25**, 911 (2000).
11. **M. Schall, H. Helm, S. R. Keiding.** Int. J. Infrared Millim. Waves, **20**, 595 (1999).
12. **M. Schall, M. Walther, P.U. Jepsen.** Phys. Rev. B, **64**, 094301 (2001).
13. **L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, A. Péter, K. Polgár.** J. Appl. Phys., **97**, 123505 (2005).
14. **Ю.В. Егоров.** Частично заполненные прямоугольные волноводы. Изд-во «Советское Радио», 1967.
15. **X. Wu, K. Ravi, W.R. Huang, C. Zhou, P. Zalden, et al.,** arXiv:1601.06921, 2016.
16. **S.-W. Huang, E. Granados, W.R. Huang, K.-H. Hong, L.E. Zapata, F.X. Kärtner.** Optics Letters, **38**, 796 (2013).

17. **A.S. Nikoghosyan, H.P. Roeser, R.M. Martirosyan, et al.**, 38th Int. Conf. IRMMW-THz. Th P3-04, 2013.
18. **B. Monozslai, C. Vicario, M. Jazbinsek, et al.**, <https://arxiv.org/pdf/1310.3721>, 2013.
19. **C. Vicario, M. Jazbinsek, A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, S.I. Ashitkov, M.B. Agranat, C.P. Hauri.** Optics Express, **23**, 4573 (2015).
20. **M.C. Hoffmann, J.A. Fulop,** J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 083001 (2011).
21. **B.J. Kang, S.-H. Lee, W.T. Kim, S.-C. Lee, et al.**, Adv. Funct. Mater., **28**, 1707195 (2018).
22. **A.S. Nikoghosyan, H. Ting, J. Shen, R.M. Martirosyan, M.Yu. Tunyan, A.V. Papikyan, A.A. Papikyan,** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **51**, 256 (2016).
23. **N. Ranjkesh, M. Shahabadi,** Electronics Letters, **42(21)**, 1230 (2006).

EFFECT OF ABSORPTION ON THE EFFICIENCY OF TERAHERTZ RADIATION
GENERATION IN THE METAL WAVEGUIDE PARTIALLY FILLED WITH
NONLINEAR CRYSTAL LiNbO₃, DAST OR ZnTe

A.S. NIKOGOSYAN, R.M. MARTIROSYAN, A.A. HAKHOUMIAN,
A.H. MAKARYAN, V.R. TADEVOSYAN, G.N. GOLTSMAN, S.V. ANTIPOV

The effect of terahertz (THz) radiation absorption on the efficiency of generation of coherent THz radiation in a system “nonlinear-optical crystal partially filling the cross section of a rectangular metal waveguide” has been investigated. The efficiency of the nonlinear frequency conversion of optical laser radiation to the THz range depends on the loss in the system and the fulfillment of the phase-matching (FM) condition in a nonlinear crystal. The method of partially filling of a metal waveguide with a nonlinear optical crystal is used to ensure phase matching. Phase matching is achieved by numerical determination of the thickness of the nonlinear crystal, i.e. the degree of partial filling of the waveguide. The attenuation of THz radiation caused by losses both in the metal walls of the waveguide and in the crystal was studied, taking into account the dimension of the cross section of the waveguide, the degree of partial filling, and the dielectric constant of the crystal. It is shown that partial filling of the waveguide with a nonlinear crystal leads to an increase in the efficiency of generation of THz radiation by an order of magnitude, due to a decrease in absorption.

УДК 621.317

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ УПРАВЛЯЕМОЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ «ХОЛОДНОЙ» ПЛАЗМЫ В РЕАКТОРЕ С ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ

С.Т. САРГСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: ssargsyan24@gmail.com

(Поступила в редакцию 9 января 2018 г.)

В настоящей статье рассмотрен плазменный реактор с емкостной связью, в котором ионизация молекул инертного газа осуществляется посредством радиочастотного излучения. Рассмотрена система управления и измерения электрических и оптических параметров плазмы. Приводится качественная оценка распределения энергии носителей заряда.

1. Введение

Низкотемпературная плазменная обработка материалов находит широкое применение в различных современных технологических процессах и все более вытесняет традиционные химические методы обработки. Благодаря таким преимуществам как возможность выборочной обработки, высокая пропускная и разрешающая способность, плазменная обработка материалов получила широкое применение особенно при производстве полупроводниковых приборов, ЖК экранов, микроэлектромеханики и др. Данный метод был впервые внедрен в процесс производства полупроводниковых приборов в 70-х годах, после чего были поэтапно разработаны более целенаправленные и избирательные методы плазменной обработки.

Учитывая, что плазма представляет собой сложную нелинейную систему [1–3], а также то, что современные системы контроля и управления имеют большую затратность, в исследованиях основной акцент ставится на разработку надежных и эффективных методов контроля и управления радиочастотной плазмой с относительно малыми материальными и энергетическими затратами.

На различных этапах плазменной обработки выполняются технологические процессы, в результате которых сложным образом меняется электрический импеданс камеры плазменной обработки в зависимости от концентраций и давлений газовых компонент в камере травления [4]. Более того, ситуация может

также еще более усугубиться возможными электрическими пробоями. В результате этого нарушается условие согласования между выходным сопротивлением генератора РЧ сигналов и входным сопротивлением камеры плазменной обработки. Несогласованность системы приводит к уменьшению передачи энергии и ухудшению управления процессом плазменной обработки.

Плазма, используемая для обработки полупроводниковых материалов, возбуждается под воздействием радиочастотных (РЧ) сигналов с частотой от единиц до нескольких десятков мегагерц в специальных вакуумных камерах, наполненных инертными газами. В настоящее время получили распространение методы создания плазмы как с емкостными, так и с индуктивными связями. При разработке систем возбуждения для использования в процессе плазменной обработки полупроводниковых материалов необходимо решить две основные задачи: согласование комплексных сопротивлений РЧ излучателя и плазмы для обеспечения максимальной передачи энергии от генератора к плазме, а также создание однородного поля в камере. Первая задача решается измерением магнитных и электрических компонент электромагнитного поля, а также временного фазового сдвига между последними, и, при необходимости, дальнейшей корректировки с помощью специальных согласующих цепей и алгоритмов адаптивного согласования. С целью же создания максимально однородного электромагнитного поля во всем объеме камеры травления применяются разнообразные системы возбуждения, которые, по существу, представляют собой РЧ антенны.

2. Система мониторинга и управления параметров «холодной» плазмы в реакторе с емкостной связью

Экспериментальная система получения плазмы показана в Рис. 1. Система состоит из реактора с емкостной связью, который через микродозатор под соединён к емкости с инертным газом, а также к вакуумному насосу, обеспечивающему желаемую концентрацию молекул. Для измерения степени разрежения в реакторе используется ионизационно-термопарный вакуумметр ВИТ-2. В реакторе с емкостной связью одна из пластин заземлена, а другая подсоединена к радиочастотному генератору через согласующую цепь. Описание согласующей цепи приведено в [5,6]. Согласующая цепь представляет собой подстраиваемый емкостной Г-образный согласователь, а в качестве переключателей дискретных емкостей используются рin-диоды. Такая система имеет преимущество в плане быстродействия по сравнению с часто используемыми вакуумными и механически подстраиваемыми конденсаторами, но уступает им с точки зрения величины подводимой мощности. Для получения радиочастотного сигнала используется генератор АРЕХ 3013 (13.56 МГц) производства компании Advanced Energy. Ме-



Рис.1. Экспериментальная система получения плазмы.

тод оценки импеданса состоит в измерении векторов напряжений, пропорциональных току и напряжению РЧ сигнала на сенсоре [7].

Анализ векторов тока и напряжения происходит путем их прямой выборки с частотой, по крайней мере дважды превосходящей главную частоту генератора. Затем оцифрованный поток данных поступает в специально разработанную компьютерную систему, где фильтруется главная частота генератора и путем векторного анализа вычисляется импеданс реактора.

3. Результаты и их обсуждение

Для получения плазмы в качестве инертного газа используется аргон (Ar). В начале вход газа в реактор закрыт. После включения вакуумного насоса через некоторое время в плазменный реактор с помощью микродозатора подается аргон до установления давления в 0.025 мм рт. ст. После включения РЧ генератора производится согласование импеданса при фиксированном давлении газа для разных входных мощностей. Результаты согласования импеданса показаны в Таблице 1, где P – мощность питающего генератора, Z – комплексный импеданс на входе согласующей цепи, а Γ – коэффициент отражения сигнала по напряжению.

Видно, что демонстрируемые системой результаты согласования импедансов являются удовлетворительными. Например, при входной мощности 200Вт коэффициент отражения по мощности составляет всего 0.0064, а при мощности 100 Вт – 0.0036.

Табл.1. Согласование импеданса плазменного реактора при разных входных мощностях ($p = 0.025$ мм рт. ст.)

$P, \text{Вт}$	Z, Ω	$ \Gamma $
100	$55-j9$	0.06
150	$62-j7$	0.12
200	$53-j7$	0.08

Проведено измерение зависимости импеданса плазмы от мощности питающего генератора при двух различных давлениях в реакторе. Согласование производилось при мощности РЧ генератора 100 Вт и далее оставлялось неизменным. Результаты показаны в таблицах 2 и 3.

Табл.2. Зависимость импеданса плазмы от мощности питающего генератора ($p = 0.025$ мм рт. ст.)

$P, \text{Вт}$	Z, Ω
100	$55-j9$
120	$60-j8$
140	$65-j9$
180	$72-j10$
200	$74-j10$

Табл.2. Зависимость импеданса плазмы от мощности питающего генератора ($p = 0.03$ мм рт. ст.)

$P, \text{Вт}$	Z, Ω
100	$52-j6$
120	$58-j5$
140	$62-j6$
180	$67-j7$
200	$70-j9$

Видно, что увеличение мощности питающего генератора приводит к увеличению действительной части импеданса. Это объясняется увеличением частоты столкновения носителей заряда и, следовательно, уменьшается длина свободного пробега, что и приводит к увеличению действительной части импеданса.

Параллельно с измерением электрических параметров также произведена

анализ оптических характеристик плазмы через оптически прозрачное окно реактора. Посредством спектрометра USB4000 (производства компании Ocean Optics) измерены оптические спектры плазмы для различных значений входной мощности в реакторе при фиксированном давлении газа.

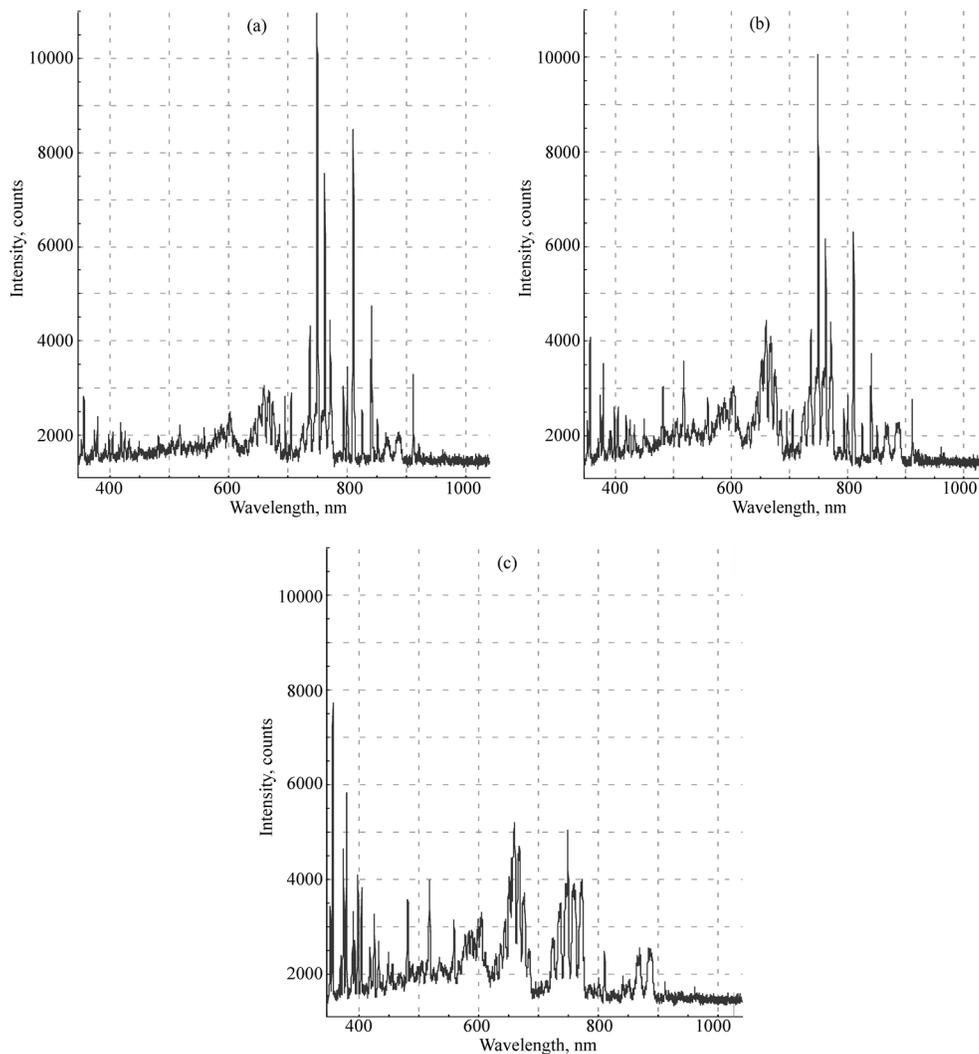


Рис.2. Оптический спектр плазмы при входной мощности (а) 100 Вт, (б) 200 Вт, (с) 250 Вт и давлении 0.04 мм рт.ст.

Из сопоставления оптических спектров, изображенных на рисунке 2, видно, что увеличение энергии питающего РЧ генератора приводит к преобладанию энергии носителей заряда, находящихся в оптическом спектре на более высоких энергетических уровнях.

4. Заключение

Показано, что в «холодной» плазме увеличение мощности питающего генератора приводит к перераспределению носителей заряда преимущественно в диапазон более коротких волн и одновременно к увеличению действительной части импеданса реактора. Можно предположить, что импеданс реактора косвенно характеризует температуру «холодной» плазмы.

Автор выражает благодарность сотрудникам Института радиофизики и электроники НАН Армении, а также факультета радиофизики Ереванского государственного университета за содействие в выполнении данной работы.

Настоящая работа выполнена при частичном финансировании Гранта 18А-2b20 Комитета по науке министерства образования и науки Армении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G. Lei, Z. Yuantao.** Plasma Science and Technology, **16**, 1009 (2013).
2. **G. Bacelli, J.V. Ringwood, P. Iordanov.** Proc. 4th Int. Conf. on Information in Control, Angers, France, 2007.
3. **D. Sudhir, M. Bandyopadhyay, et al.** Review of Scientific Instruments, **85**, 013510 (2014).
4. **H. Kakiuchi, H. Ohmi, K. Yasutake.** Journal of Vacuum Science & Technology A, **32**, 030801 (2013).
5. **А.А. Агаджанян, А.А. Ахумян, Т.В. Закарян, А.К. Меликян и др.** Физические основы приборостроения, **5**, 78 (2016).
6. **А.А. Aghajanyan, А.А. Hakhoumian, N.G. Poghosyan, T.N. Poghosyan, T.V. Zakaryan.** Armenian Journal of Physics, **8**, 44 (2015).
7. **А.А. Hakhoumian, H.K. Melikyan, N.G. Poghosyan, S.T. Sargsyan and T.V. Zakaryan.** Proceedings of NAS RA and NTUA, **71**, 146 (2018).

INVESTIGATION OF RF ORIGINATED ‘COLD’ PLASMA PARAMETERS IN CAPACITIVE COUPLED REACTOR

S.T. SARGSYAN

This article describes a capacitive coupled plasma reactor, where the inert gas molecules are ionized by the radio frequency radiation. The control and measurement system of electrical and optical parameters of the plasma is considered. A qualitative estimation of the energy distribution of charges is proposed.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

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

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

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

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

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

5. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

ТРЕБОВАНИЯ К РИСУНКАМ

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

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

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

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

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

5. В дробях ставится точки (например, 0,2, 0,5, 10,5).

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

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

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

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

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

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

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

13. Символы переменных величин, обозначенные буквами латинского алфавита, пишутся *курсивом*, греческого прямо, размерности физических величин и их произведения – без точки (например, T_H , β , 1.5×10^2 , Ohm cm).

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ա. Սահարյան, Դ.Հ. Միմոնյան, Ա.Ս. Քոթանջյան. Վակուումի սահմանով մակաձված բևեռացումը կոմպակտ չափողականություններով դե Սիտտերի տարածությունում.....	3
Գ.Ա. Մուրադյան, Լ.Ռ. Արզումանյան, Ա.Ժ. Մուրադյան. Երկմակարդակ ատոմի և մեծ թվով հանդիպակաց ֆոտոնների սուպերպոզիցիոն վիճակի մոտավոր բանաձև	16
Տ.Ա. Իշխանյան. Լամբերտի W-ֆունկցիայով տրվող՝ մակարդակների հատում նկարագրող ճշգրիտ լուծվող վերասերված հիպերերկրաչափական երկմակարդակ մոդել.....	24
Հ.Լ. Մարգարյան, Վ.Կ. Աբրահամյան, Ն.Հ. Հակոբյան, Վ.Մ. Հարությունյան, Պ.Կ. Գասպարյան, Վ.Վ. Բեյլան, Ա.Ս. Մոլոմատին, Դ.Ն. Չաուսով. Հեղուկ բյուրեղային պոլիմերների հիման վրա կարգավորված միկրոկառուցվածքների օպտիկական գրանցման եղանակ	36
Վ.Ա. Հարությունյան, Մ.Ա. Մկրտչյան, Է.Մ. Ղազարյան, Դ.Բ. Հայրապետյան. Միջգոտիական կլանումը և ֆոտոլյումինեսցենցիան նանոգնդային InP/InAs/InP միջուկ/շերտ/շերտ հետերոկառուցվածքում	44
Դ.Ա. Բաղդասարյան, Է.Ս. Հակոբյան, Դ.Բ. Հայրապետյան, Հ.Ա. Մարգարյան, Է.Ս. Ղազարյան. Կրասցերի սահմանափակող պոտենցիալով գլանաձև քվանտային կետի ոչ գծային օպտիկական հատկությունները.....	61
Ջ.Ն. Աղամյան, Ա.Գ. Մայունց, Ե.Ա. Խաչատրյան, Վ.Մ. Արաքելյան, Վ.Մ. Հարությունյան, Բ. Ջուստ. Անագի երկօքսիդի նանոմասնիկներով պատված ածխածնի նանոխողովակների հիման վրա պատրաստված ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների սենսորների հետազոտություններ.....	75
Հ.Գ. Բաղայան, Ս.Հ. Ֆայթաջանյան. Իոնացնող ճառագայթման ազդեցությունը լիոտրոպ հեղուկ բյուրեղի կառուցվածքի վրա	85
Հ.Լու, Վ.Վանգ. DyMnO ₃ օրթոռոմբիկ կերամիկայի իմպեդանսական սպեկտրոսկոպային վերլուծություն	93
Գ.Ա. Մկրտչյան. Բազմաթիվ թիրախների ցրման մատրիցի որոշումը OFDM ռադարի ընդունած ազդանշանի միջոցով.....	102
Ա. Մարգարյան, Ա. Տոնոյան, Հ. Հախումյան, Ա. Ամիրյան, Պ. Թողորով, Ս. Կարտալևա, Դ. Մարգարյան. Ֆարադեյան պտույտի մոդիֆիկացիայի եղանակը հզոր մագնիսական դաշտերում ցեզիումի ատոմական անցումների ուսումնասիրության համար.....	110
Ա.Ս. Նիկողոսյան, Ռ.Մ. Մարտիրոսյան, Ա.Ա. Հախոխյան, Ա.Հ. Մակարյան, Վ.Ռ. Թաղևոսյան, Գ.Ն. Գոլցման, Ս.Վ. Անտիպով. Կլանման ազդեցությունը տերահերցային ճառագայթման գեներացման վրա LiNbO ₃ , DAST կամ ZnTe ոչ գծային բյուրեղով մասնակիորեն լցված մետաղական ալիքատարում	128
Ս.Թ. Մարգարյան. Ռադիոճառագայթմամբ դեկավարվող «սառը» պլազմայի պարամետրերի ուսումնասիրումը ունակային կապով ռեակտորում.....	138

CONTENTS

A.A. Saharian, D.H. Simonyan, A.S. Kotanjyan. Vacuum Polarization Induced by a Boundary in de Sitter Space with Compact Dimensions	3
G.A. Muradyan, L.R. Arzumanyan, A.Zh. Muradyan. Approximate Formula for Superposition State of two Level Atom and Large Number of Counterpropagating Photons	16
T.A. Ishkhanyan. A Lambert-W Exactly Solvable Level-Crossing Confluent Hypergeometric Two-State Model.....	24
H.L. Margaryan, V.K. Abrahamyan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, P.K. Gasparyan, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin, D.N. Chausov. Optical Recording Method of Patterned Microstructures Based on Liquid Crystal Polymer	36
V.A. Harutyunyan, M.A. Mkrtychyan, E.M. Kazaryan, D.B. Hayrapetyan. Interband Absorption and Photoluminescence in Nanospherical InP/InAs/InP Core/Shell/Shell Heterostructure	44
D.A. Baghdasaryan, E.S. Hakobyan, D.B. Hayrapetyan, H.A. Sarkisyan, E.M. Kazaryan. Nonlinear Optical Properties of Cylindrical Quantum Dot with Kratzer Confining Potential	61
Z.N. Adamyan, A.G. Sayunts, E.A. Khachaturyan, V.M. Arakelyan, V.M. Aroutiounian, B. Joost. Study of Hydrogen Peroxide Vapors Sensors Made on the Base of Carbon Nanotubes Coated with Tin Oxide Nanoparticles.....	75
H.G. Badalyan, S.H. Faltajanyan. Influence of Ionizing Radiation on the Structure of a Lyotropic Liquid Crystal	85
H. Lu, W. Wang. Impedance Spectroscopy Analysis of Orthorhombic DyMnO ₃ Ceramics	93
G.A. Mkrtychyan. Determination of the Scattering Matrix of Multiple Target by the Received OFDM Radar Signal.....	102
A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, A. Amiryan, P. Todorov, S. Cartaleva, D. Sarkisyan. Modified Faraday Rotation Method for Studying Cesium Atomic Lines in Strong Magnetic Fields.....	110
A.S. Nikogosyan, R.M. Martirosyan, A.A. Hakhoumian, A.H. Makaryan, V.R. Tadevosyan, G.N. Goltsman, S.V. Antipov. Effect of Absorption on the Efficiency of Terahertz Radiation Generation in the Metal Waveguide Partially Filled with Nonlinear Crystal LiNbO ₃ , DAST or ZnTe	128
S.T. SARGSYAN. Investigation of RF Originated ‘Cold’ Plasma Parameters in Capacitive Coupled Reactor.....	138

СОДЕРЖАНИЕ

А.А. Саарян, Д.А. Симонян, А.С. Котанджян. Индуцированная границей поляризация вакуума в пространстве де Ситтера с компактными измерениями	3
Г.А. Мурадян, Л.Р. Арзуманян, А.Ж. Мурадян. Приближенная формула суперпозиционного состояния двухуровневого атома и большого числа встречных фотонов	16
Т.А. Ишханян. Вырожденно-гипергеометрическая точно решаемая двухуровневая модель с пересечением уровней по закону, задаваемого W-функцией Ламберта	24
А.Л. Маргарян, В.К. Абрамян, Н.Г. Акопян, В.М. Арутюнян, П.К. Гаспарян, В.В. Беляев, А.С. Соломатин, Д.Н. Чаусов. Метод оптической записи упорядоченных микроструктур на основе жидкокристаллического полимера	36
В.А. Арутюнян, М.А. Мкртчян, Э.М. Казарян, Д.Б. Айрапетян. Межзонное поглощение и фотолюминесценция в наносферической ядро/слой/слой гетероструктуре InP/InAs/InP.....	44
Д.А. Багдасарян, Э.С. Акопян, Д.Б. Айрапетян, А.А. Саркисян, Э.М. Казарян. Нелинейные оптические свойства цилиндрической квантовой точки с ограничивающим потенциалом Кратцера	61
З.Н. Адамян, А.Г. Саюнц, Э.А. Хачатурян, В.М. Аракелян, В.М. Арутюнян, В. Joost. Исследование сенсоров паров перекиси водорода, изготовленных на основе углеродных нанотрубок, покрытых наночастицами двуокиси олова.....	75
Г.Г. Бадалян, С.О. Фалтаджанян. Влияние ионизирующего излучения на структуру лиотропного жидкого кристалла	85
Г. Лу, В. Вонг. Импедансный спектроскопический анализ орторомбической керамики $DyMnO_3$	93
Г.А. Мкртчян. Определение матрицы рассеяния множественных целей по принятому сигналу OFDM радара.....	102
А. Саргсян, А. Тоноян, Г. Ахумян, А. Амирян, П. Тодоров, С. Карталева, Д. Саркисян. Модифицированный метод Фарадеевского вращения для исследования атомных линий цезия в сильных магнитных полях.....	110
А.С. Никогосян, Р.М. Мартиросян, А.А. Ахумян, А.О. Макарян, В.Р. Татевосян, Г.Н. Гольцман, С.В. Антипов. Влияние поглощения на эффективность генерации терагерцового излучения в металлическом волноводе, частично заполненном нелинейным кристаллом $LiNbO_3$, DAST или $ZnTe$	128
С.Т. Саргсян. Исследование параметров управляемой радиоизлучением «холодной» плазмы в реакторе с емкостной связью	138

Заказ № 925

Тираж 150. Цена договорная.

Подписано к печати 27.02.2019. Печ. л. 9.25.

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