

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ И ЯВЛЕНИЯ

Оптомеханическая жесткость на основе диссипативной связи

А.И. Назмиев, С.П. Вятчанин 2

Математическое моделирование источника формирования фантомных изображений в виде РДС-кристалла: квантовые поляризационные характеристики с учетом дифракции

А.В. Белинский, Р. Сингх 6

Беспорядок в цепочке асимметрично взаимодействующих посредством волноводной моды атомов

Г.А. Федорович, Д.Ф. Корнован, М.И. Петров 10

Оптомеханическая жесткость на основе диссипативной связи

А.И. Назмиев, С.П. Вятчанин

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова,
119991 Москва, Россия
nazmiev.ai15@physics.msu.ru

В связи с задачей обнаружения гравитационных волн актуальной стала проблема создания прецизионных приборов, способных измерить смещение порядка 10^{-19} м. Одним из подходов к её решению является использование оптомеханических систем – оптических резонаторов, связанных с механической координатой [1].

Среди них выделяют дисперсионную и диссипативную связи. Дисперсионная связь характеризуется зависимостью собственной частоты резонатора от положения механической координаты. Простейшим примером такой модели является интерферометр Фабри-Перо с подвижным зеркалом. Если измерять только фазовую квадратуру выходного света, чувствительность этой системы будет ограничена стандартным квантовым пределом (СКП) [2,3] измерения силы, который возникает из-за соотношения неопределенности Гейзенберга. Если частота входного света отличается от собственной частоты резонатора, то в такой системе возникает оптическая жесткость – часть силы давления света Лебедева на подвижное зеркало, зависящая от его положения. Но она является нестабильной, что является недостатком дисперсионной связи [4,5].

Настоящая работа посвящена анализу оптической жесткости, возникающей в резонаторе с диссипативной связью [6]. На рис. 1. изображена модель оптического резонатора с собственной частотой ω_0 , связанного со свободной массой m , на которую действует сигнальная сила F_s , с механической степенью свободы x посредством диссипативной связи, то есть его ширина на полувысоте κ зависит от её координаты, как $\kappa = \kappa_0(1 + \eta x)$, и накачкой, отстроенной от собственной частоты резонатора $\omega_p = \omega_0 + \delta$.

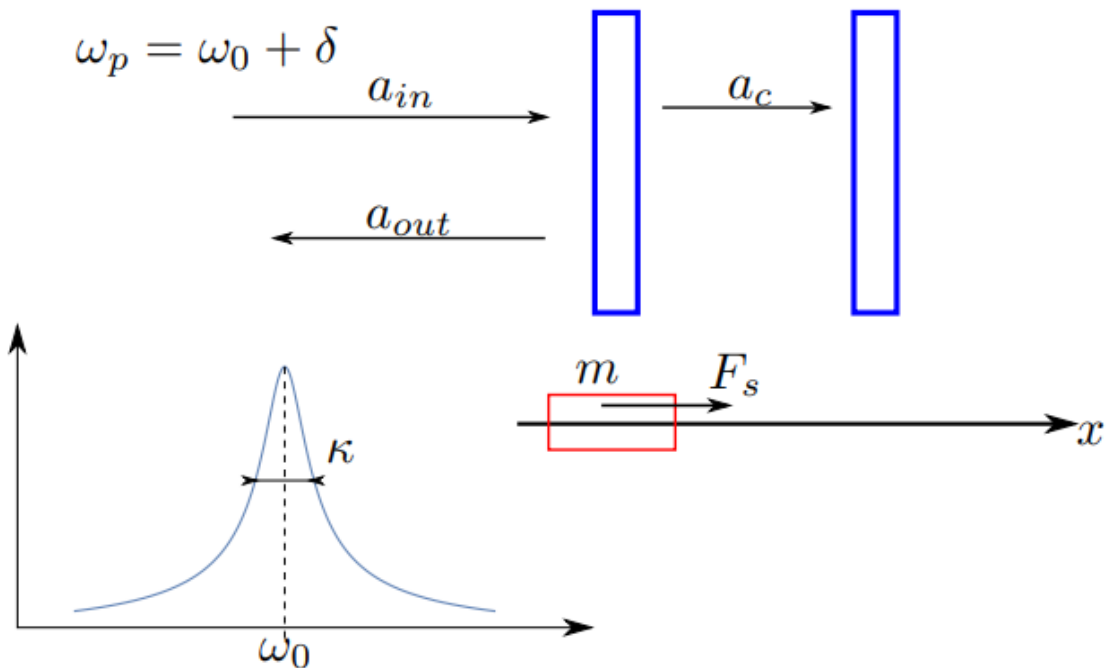


Рис. 1. Модель оптического резонатора с диссипативной связью.

Считая, что входной свет находится в когерентном состоянии, и применяя метод последовательных приближений, можно получить выражения для координаты, поля внутри резонатора и выходного поля в спектральном представлении. Это позволяет рассчитать силу давления света, которую можно представить как сумму флуктуирующей силы и силы, пропорциональной смещению x – оптической жесткости.

$$\frac{-F_x}{x} = K = -m \Omega_0^2 \frac{\delta \left(\frac{\kappa_0}{2} \left[\frac{3\kappa_0}{2} - 2i\Omega \right] - \delta^2 \right)}{\left[\frac{\kappa_0}{2} \right] \left(\left[\frac{\kappa_0}{2} - i\Omega \right]^2 + \delta^2 \right)}, \quad (1)$$

$$\Omega_0^2 = \frac{\hbar \eta^2 A_{in}^2 \left[\frac{\kappa_0}{2} \right]^2}{m \left(\left[\frac{\kappa_0}{2} \right]^2 + \delta^2 \right)}, \quad (2)$$

где Ω_0^2 имеет смысл пересчитанной к частоте мощности внутри резонатора.

В отсутствие расстройки жесткость равна нулю, это обуславливает необходимость введения расстройки. Проанализировав устойчивость жесткости можно получить условия на расстройку и мощность накачки. аблон оформления формул:

$$\delta < 0, \quad \frac{\kappa_0}{2} < |\delta| < \sqrt{3} \frac{\kappa_0}{2}. \quad (3)$$

$$0 < \Omega_0^2 < \Omega_{0\max}^2, \quad \Omega_{0\max}^2 = \frac{\kappa_0}{|\delta|} \left(\delta^2 - \left[\frac{\kappa_0}{2} \right]^2 \right). \quad (4)$$

$$\Omega_0^2 = y \Omega_{0\max}^2, \quad 0 < y < 1. \quad (5)$$

Таким образом, в отличие от жесткости, вносимой дисперсионной связью, эта жесткость может быть устойчивой при определенных параметрах накачки.

Для обнаружения сигнальной силы, действующей на свободную массу, выходное поле направляется в гомодинный детектор, с помощью которого можно измерять различные квадратуры света. На рис. 2 видно, что даже при измерении амплитудной квадратуры можно преодолеть СКП в 100 раз в узкой полосе частот. Использование гомодинного детектирования и подбор оптимального гомодинного угла позволяет еще сильнее повысить чувствительность. При этом минимум спектральной плотности шумов достигается на частоте, близкой к частоте, на которой восприимчивость, связанная с жесткостью, принимает максимальное значение.

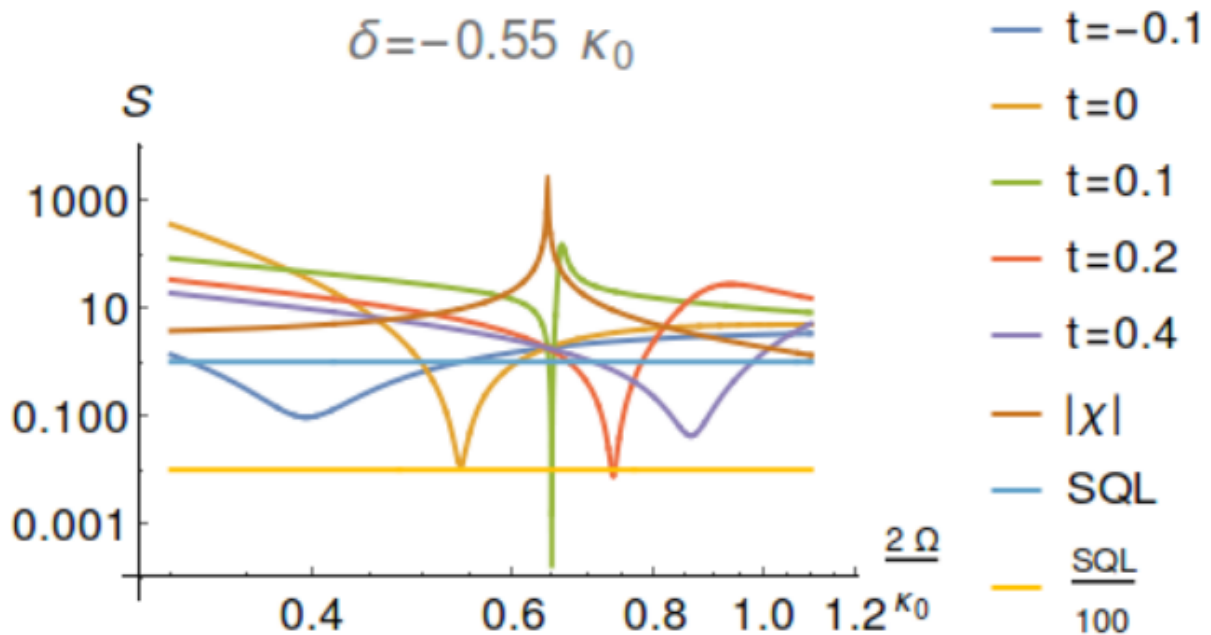


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности мощности шумов S от частоты при различных гомодинных углах $t = \tan \theta$, а также график зависимости модуля восприимчивости $|\chi|$ от частоты при параметре мощности $\gamma = 8/9$.

Для экспериментальной реализации диссипативной связи можно использовать интерферометр Майкельсона-Саньяка с подвижным зеркалом M в качестве входного зеркала для резонатора Фабри-Перо [7]. На рис. 3 изображено рассмотренное обобщение данной схемы с использованием несбалансированного светоделителя BS и полупропускающего зеркала M .

Используя в качестве подвижного зеркала мембрану из нитрида кремния, пользуясь вносимой оптической жесткостью, можно создать нано-осциллятор с собственной частотой порядка сотни килоггерц и средним числом квантов, обусловленных флуктуирующей силой светового давления, около 200.

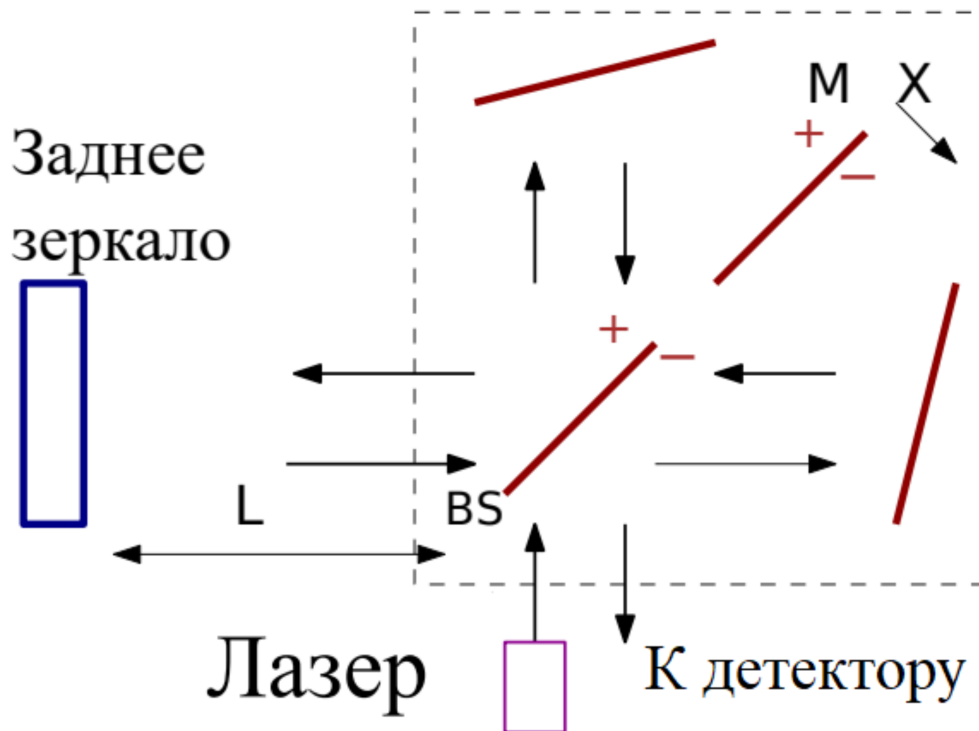


Рис. 3. Резонатор Фабри-Перо с интерферометром Майкельсона-Саньяка в качестве входного зеркала. Длина резонатора L много больше размеров интерферометра.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного фонда РФ №17-12-01095.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] LVC-Collaboration // arXiv 1304.0670 (2013).
- [2] V.B. Braginsky // Sov. Phys. JETP 26, 831–834 (1968).
- [3] V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili, Quantum Measurement (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [4] В. Б. Брагинский, И. И. Минакова // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.. — 1964., № 1. — С. 83.
- [5] V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili // Phys. Lett. A 257, 241 (1999).
- [6] A. Nazmiev, S. P. Vyatchanin // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 52, 155401 (2019).
- [7] A. Xuereb, R. Schnabel, and K. Hammerer // Physical Review Letters 107, 213604 (2011).

Математическое моделирование источника формирования фантомных изображений в виде РДС-кристалла: квантовые поляризационные характеристики с учетом дифракции

А.В. Белинский, Р. Сингх

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва

belinsky@inbox.ru

ranjit.singh@mail.ru

Фантомные изображения - один из вариантов решения проблемы изучения чувствительных к свету объектов, прямое оптическое наблюдение которых затруднено. Для формирования фантомных изображений необходим источник коррелированных световых пучков, один из которых взаимодействует с объектом, а другие — нет (см. Рис. 1). При этом в объектном канале детектор дает информацию только о полной интенсивности прошедшего излучения. Сопряженные пучки не взаимодействуют с объектом, но регистрируются ПЗС-матрицами, допуская измерение пространственной корреляционной функции интенсивности между каналами.

Одним из важных доводов в пользу использования квантовых фантомных изображений является создание максимально щадящих условий освещения исследуемого объекта, когда воздействие излучения на объект (иногда необратимое) минимально. Особенно это важно при облучении живых существ, например, рентгеновским излучением.

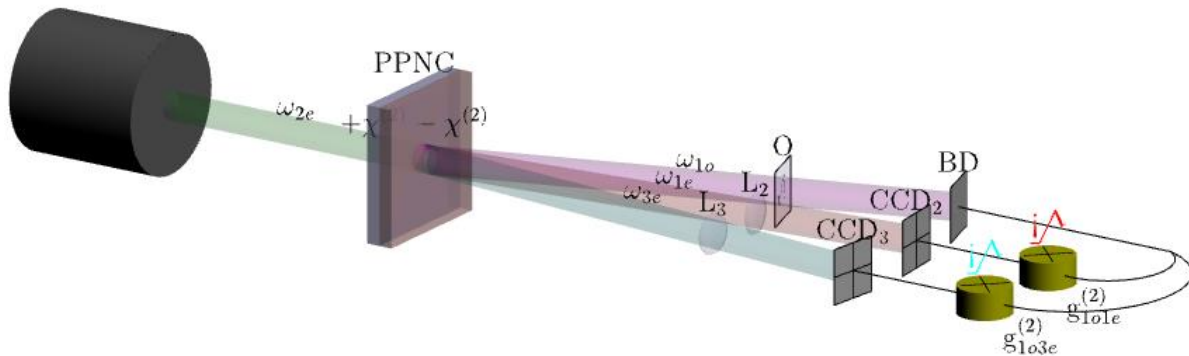


Рис.1. Схема формирования фантомных изображений: PPNC — нелинейный кристалл с регулярно-доменной структурой (РДС); ω_{2e} — накачка; ω_{1o} , ω_{1e} и ω_{3e} — пучки квантово запутанных фотонов; O — объект; BD — интегрирующий детектор в объектном канале; L — оптические объективы; CCD — матрицы фотодетекторов в восстанавливающих каналах; g — корреляторы интенсивностей (схемы совпадений)

Дополнительным источником информации при изучении исследуемых объектов может быть состояние поляризации отраженного или рассеянного ими излучения. В этом случае можно говорить о поляризационно-ориентированных фантомных изображениях. Определенные успехи в этом направлении уже имеются. Однако, оценить качество формируемых изображений можно лишь с учетом пространственного распределения формируемых пучков.

Кроме того, важно знать пространственное распределение формируемых источником коррелированных пучков, поскольку неравномерное освещение объекта приведет к систематическим ошибкам его измерения, которые необходимо должны быть учтены при последующей компьютерной обработке.

Все эти причины послужили поводом к проведению исследований, приведших к написанию этой работы. При этом мы рассмотрели весьма перспективный в отношении формирования фантомных изображений источников в виде РДС кристалла.

Рассмотрим 4 монохроматические моды с кратными частотами, характеризующиеся операторами уничтожения фотона, которые распространяются внутри регулярно-доменного кристалла с квадратичной нелинейностью. Одновременно происходят два процесса: параметрическая генерация субгармоник (тип II) и преобразование частоты вверх за счет суммирования частот субгармоник с частотой накачки:

$$2\omega_e = \omega_o + \omega_e, \quad \delta k_1 = k_{2e} - k_{1o} - k_{1e} + m_1 G_1 = \Delta k_1 + m_1 G_1, \quad (1)$$

$$\omega_o + 2\omega_e = 3\omega_e, \quad \delta k_2 = k_{3e} - k_{1o} - k_{2e} + m_2 G_2 = \Delta k_2 + m_2 G_2, \quad (2)$$

где k_{jp} – абсолютные значения волновых векторов соответствующих мод с частотами ω_{jp} ; $j=1,2,3$; Δk_q – волновые расстройки соответствующего процесса для однородного кристалла; $q=1,2$; $m_q = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ – порядки квазисинхронизма; $G_q = 2\pi/\Lambda_q$ – волновое число – модуль “псевдовектора” решетки доменной структуры с периодом Λ_q .

Система операторных уравнений этих процессов имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_{1oz}} \Delta_{\perp} \right) \hat{A}_{1o}^+(\vec{r}, z) = i\gamma_1 \hat{A}_{1e}(\vec{r}, z) + i\gamma_2 \hat{A}_{3e}^+(\vec{r}, z), \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_{1ez}} \Delta_{\perp} \right) \hat{A}_{1e}(\vec{r}, z) = -i\gamma_1 \hat{A}_{1o}^+(\vec{r}, z), \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_{3ez}} \Delta_{\perp} \right) \hat{A}_{3e}^+(\vec{r}, z) = i\gamma_2 \hat{A}_{1o}^+(\vec{r}, z), \end{cases} \quad (3)$$

где $\Delta_{\perp} = \Delta_{\perp}(x, y)$ – поперечный лапласиан; нелинейные коэффициенты связи: γ_1, γ_2 отвечают за параметрический процесс (1) и преобразование частоты вверх (2), соответственно; Амплитуда моды накачки $2e$ является плоской неистощимой. При этом мы выбрали приближение заданной накачки, чтобы получить и проанализировать аналитическое решение.

Линейную систему операторных уравнений (3) подвергнем преобразованию Фурье по переменным x, y :

$$\hat{a}_{jp}(\vec{k}_{jp}, z) = Q(\vec{k}_{jp}, z) \hat{a}_{jp}(0).$$

Здесь $\hat{a}_{jp} = (\hat{a}_{1o}^+, \hat{a}_{1e}, \hat{a}_{3e}^+)^T$; T – знак транспонирования; $Q(\vec{k}_{jp}, z)$ – передаточная функция, представленная в виде матрицы коэффициентов 3×3 , которые рассчитаны численно.

Для изучения динамики среднего числа фотонов и поляризационных характеристик ортогональных мод $1o$ и $1e$, вычислим, как это принято, следующие величины:

среднее число фотонов

$$N_{jp}(\vec{k}_{jp}, z) = \left\langle \hat{a}_{jp}^+(\vec{k}_{jp}, z) \hat{a}_{jp}(\vec{k}_{jp}, z) \right\rangle, \quad (4)$$

коэффициенты корреляции фотонов между модами

$$g_{j_p, j'_{p'}}^{(2)}(\vec{k}_{j_p}, z) = \frac{\langle \hat{a}_{j_p}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{j_p}(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{j'_{p'}}^+(\vec{k}_{j'_{p'}}, z) \hat{a}_{j'_{p'}}(\vec{k}_{j'_{p'}}, z) \rangle}{N_{j_p}(\vec{k}_{j_p}, z) N_{j'_{p'}}(\vec{k}_{j'_{p'}}, z)}, \quad (5)$$

средние значения операторов Стокса

$$\langle \hat{S}_{0,1}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle = \langle \hat{a}_{1o}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1o}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle \pm \langle \hat{a}_{1e}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1e}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle, \quad (6)$$

$$\langle \hat{S}_2(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle = \langle \hat{a}_{1o}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1e}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle + \langle \hat{a}_{1e}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1o}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle, \quad (7)$$

$$\langle \hat{S}_3(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle = i \langle \hat{a}_{1e}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1o}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle - i \langle \hat{a}_{1o}^+(\vec{k}_{j_p}, z) \hat{a}_{1e}(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle, \quad (8)$$

степени поляризации взаимодействующих ортогональных мод

$$d(\vec{k}_{j_p}, z) = \frac{\sqrt{\langle \hat{S}_1(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle^2 + \langle \hat{S}_2(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle^2 + \langle \hat{S}_3(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle^2}}{\langle \hat{S}_0(\vec{k}_{j_p}, z) \rangle}. \quad (9)$$

Усреднение операторов (4-9) будем производить для вакуумного начального состояния мод $1o$, $1e$ и $3e$ (см. Рис. 2 и 3). Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3.

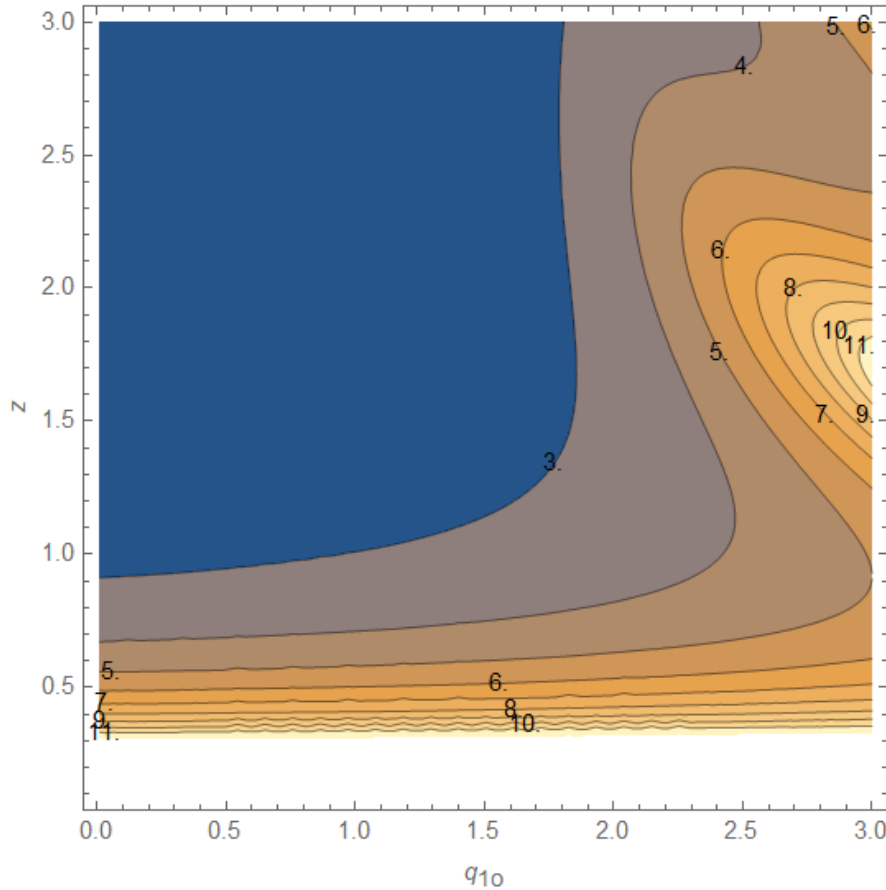


Рис. 2. Динамика значений коэффициента корреляции между модами $1o$ и $1e$ для тех же параметров, что и на рис. 2. Цифры над контурными линиями дают значения g_{1o1e} . Поведение остальных мод $1e$, $3e$ и коэффициентов корреляции g_{1e3e} аналогично, а $g_{1e3e} = 2$. При этом остальные коэффициенты имеют следующие значения: $q_{1e} = 1$, $q_{3e} = 1$, $\gamma_1 = 1$ и $\gamma_2 = 0,5$. Поведение остальных мод $1e$, $3e$ аналогично.

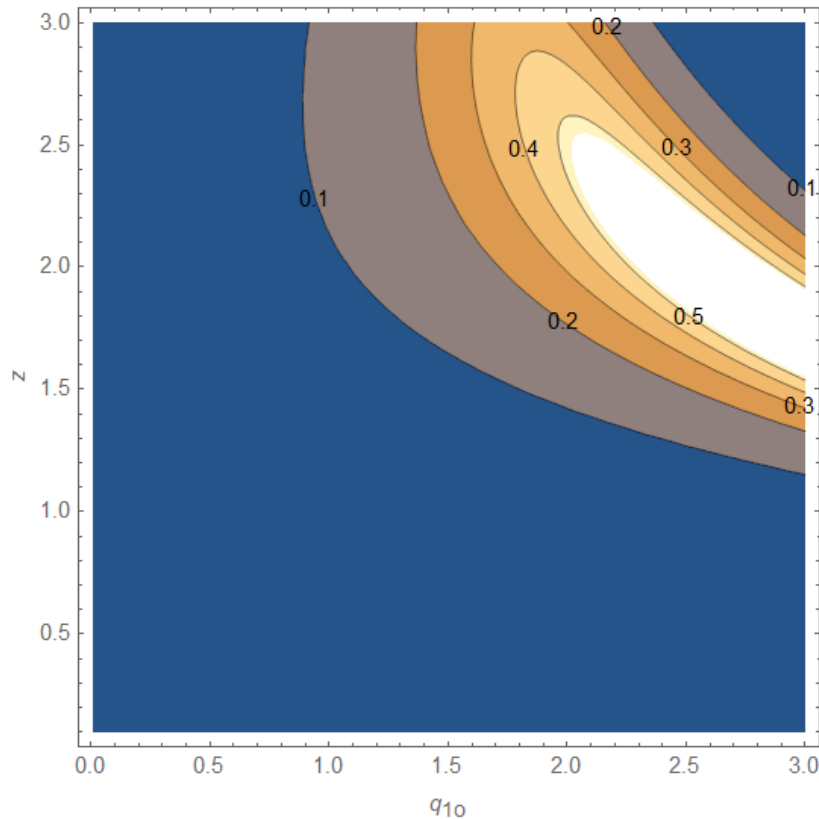


Рис. 3. Динамика значений степени поляризации между модами $1o$ и $1e$ для тех же исходных параметров, что и на рис. 2. Цифры над контурными линиями дают значения d . При этом $q_{1e} = 1$, $q_{3e} = 1$, $\gamma_1 = 1$ и $\gamma_2 = 0,5$.

Итак, рассмотрен процесс приготовления коррелированных многофотонных квантовых состояний с помощью кристаллов с регулярной доменной структурой и квадратичной нелинейностью. Получены пространственные и поляризационные характеристики формируемых коррелированных пучков. Рассчитаны статистические квантовые поляризационные операторы Стокса и межмодовые корреляционные коэффициенты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-01-00598А).

ЛИТЕРАТУРА

1. Квантовое изображение / Под ред. М. И. Колобова (ориг.), А.С. Чиркина (перев.). М.: Физматлит, 2009.
2. Basset M. G., Setzpfandt F., Steinlechner F. et al. // *Laser & Photonics Reviews*. 2019. V. 13, №. 10. Art. № 1900097.
3. D.A. Balakin, A.V. Belinsky, A.S. Chirkin. // *Quantum Inf Process*. 2019. V. 18, Art. № 80.
4. A. S. Chirkin et al. // *Laser Phys. Lett*. 2018. V. 15. Art. № 115404.
5. A.S. Chirkin, E.V. Makeev. // *Journal of Modern Optics*. 2006. V. 53, №. 5–6. P. 821–834.
6. A.S Chirkin, E.V. Makeev. // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt*. 2005. V. 7. S500–S506.
7. А.В. Белинский, Р. Сингх. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. // 2020. Т. 84. № 1. С. 137-141.

Беспорядок в цепочке асимметрично взаимодействующих посредством волноводной моды атомов

Г.А. Федорович, Д.Ф. Корнован, М.И. Петров
 Национальный исследовательский университет ИТМО
gleb.fedorovich@metalab.ifmo.ru

Квантовая оптика является одним из передовых направлений современной физики, важным как с прикладной, так и как с фундаментальной точки зрения. В то же время, развитие нанофотоники значительно расширило возможности управления свойствами электромагнитного излучения на субволновом уровне, что потенциально открывает недоступные ранее перспективы для изучения свойств взаимодействия света и вещества. Особый интерес представляет эффект спин-орбитального взаимодействия света в поверхностно-локализованных волнах, за счет которого оказывается возможным блокировка оптического спина - жесткой связи поляризации активного перехода излучателя с направлением распространения излучаемой им волны [1,2]. Такой подход позволяет реализовывать однонаправленный и необратимый перенос возбуждения в квантовой оптике для создания новых устройств - квантово-оптических циркуляторов [3], переключателей [4] и диодов [5]. Другим примером направленного излучения света является взаимодействие атомов посредством волноводной моды. Это явление привело к появлению эффекта киральной связи [6] волноводных мод с квантовыми излучателями, которая зависит от направления распространения электромагнитного излучения.

Рассматриваемая нами базовая модель представляет собой трехуровневую атомную систему во внешнем магнитном поле, разделяющем переходы с различными спиновыми моментами $m = -1, 0, 1$. Переходы с $m = \pm 1$ обладают циркулярным дипольным моментом перехода, ответственным за направленное возбуждение волноводной моды и реализующим киральное взаимодействие между состояниями. Поскольку энергетическое расщепление между различными электронными состояниями больше естественной ширины спектральной линии, система фактически сводится к двухуровневому представлению.

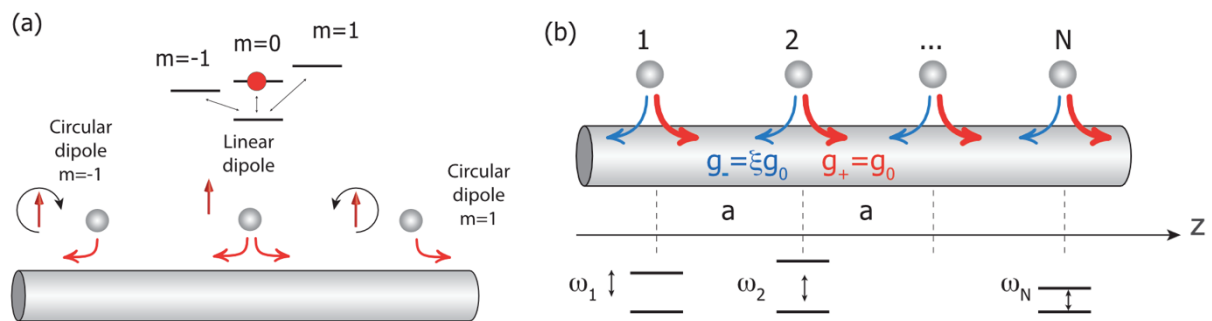


Рис. 1. а) Геометрия периодически расположенных трехуровневых атомов, взаимодействующих посредством волноводной моды. б) Общая модель системы кирально взаимодействующих атомов с беспорядком в энергетических частотах переходов атомов.

Таким образом, эффективный гамильтониан однофотонной системы можно записать в виде:

$$\hat{H}_{LR} = \hbar \left(\omega - i \frac{\gamma_0}{2} \right) \sum_{k=1}^N \sigma_k^+ \sigma_k - i \sum_{k \neq l}^N \hbar g_{l,k} \sigma_l^+ \sigma_k \quad (1)$$

Здесь, ω – частота перехода каждого из атомов, γ_0 – коэффициент спонтанной эмиссии. Константы связи $g_{l,k}$ выражаются следующим образом:

$$\begin{cases} g_{m,n} = g_+ e^{i\varphi|m-n|}, m > n \\ g_{m,n} = g_- e^{i\varphi|m-n|}, m < n \end{cases} \quad (2)$$

Параметр φ – фаза, которая возникает в результате распространения излучения между двумя соседними атомами. В предположении, что волноводная мода имеет фазу поляризации θ , выражения для g_+ и g_- можно представить в виде:

$$\begin{cases} g_+ = -i\gamma_0 \cos\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right)^2 \\ g_- = -i\gamma_0 \sin\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right)^2 \end{cases} \quad (3)$$

Таким образом, мы ввели в рассмотрение параметр асимметрии ξ , который принимает значения от 0 до 1 и определяется следующим образом:

$$\xi = \tan^2\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (4)$$

В первой части данной работы была рассмотрена упорядоченная система из $N = 100$ периодически расположенных атомов с фиксированным значением величины фазы $\varphi = \pi/2$. Результаты численного расчета собственных частот $\Omega_k = \omega_k - i\gamma_k$ ($\gamma_k > 0$) описанной системы при различных значениях параметра асимметрии представлены на Рис.2 а). В случае симметричной упорядоченной системы появляется запрещенная зона. При уменьшении параметра асимметрии, собственные частоты системы начинают сжиматься вместе с сужением запрещенной зоны. На Рис.2 а) также представлены моды субрадиационных состояний для различных параметров асимметрии. При уменьшении параметра асимметрии, возбуждение в цепочке заметно смещается к ее правому концу. В случае $\xi = 10^{-6}$ (практически однонаправленное взаимодействие), возбуждение в цепочке сосредоточено на ее правом конце. Это связано с тем, что каждый атом излучает вдоль оси z и практически не излучает в противоположном направлении.

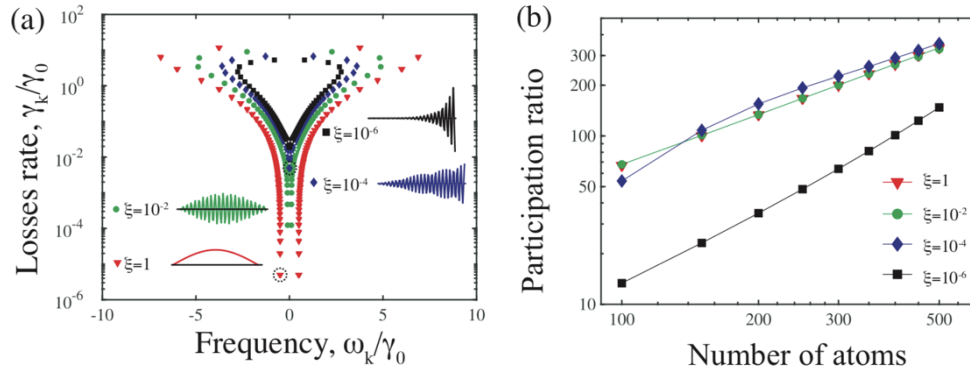


Рис. 2. а) Собственные частоты упорядоченной системы. б) Зависимость коэффициента участия субрадиационных состояний от числа атомов в цепочке

Для оценки среднего числа возбужденных атомов в цепочке, была использована величина коэффициента участия “participation ration” (PR). На Рис.2 а) приведена зависимость коэффициента участия для субрадиационных состояний при различных значениях параметра ξ . Таким образом, все рассмотренные субрадиационные состояния являются делокализованными, так как величина PR растет с увеличением размеров системы. Важно отметить, что даже в случае $\xi = 10^{-6}$, когда визуальное возбуждение в цепочке существенно смещено к одному из ее концов, эти состояния все еще являются делокализованными.

Во второй части работы была рассмотрена система с диагональным беспорядком (Рис. 1. b)). В таком случае, частоты переходов атомов распределены относительно среднего значения ω по нормальному закону с дисперсией $A \cdot \gamma_0$. Таким образом, величина A характеризует амплитуду беспорядка.

На Рис. 3 а) представлена зависимость усредненного коэффициента участия собственных состояний системы с беспорядком при различных значениях параметра асимметрии. В случае $\xi=1$, на границе запрещенной зоны появляются локализованные состояния, что отражено на Рис. 3 б) соответствующей зависимостью PR собственных состояний от числа атомов в цепочке. При уменьшении параметра асимметрии, как и в случае упорядоченной системы, запрещенная зона начинает сужаться, при этом собственные состояния на границе запрещенной зоны делокализуются. При $\xi=10^{-3}$ состояния на границе запрещенной зоны полностью делокализуются, как видно из Рис. 3 б). При достижении режима практически однонаправленного взаимодействия ($\xi=10^{-6}$), возбуждение в цепочке смещено к ее правому концу. В то же время собственные состояния системы остаются делокализованными.

Результаты данной работы показывают влияние асимметричности взаимодействия в цепочке двухуровневых атомов на собственные состояния упорядоченной и разупорядоченной систем. Для упорядоченной системы переход от симметричного к однонаправленному взаимодействию смещает распределение возбуждения атомов в цепочке. В системе с диагональным беспорядком появляются локализованные состояния, которые делокализуются при уменьшении параметра асимметрии. Таким образом, открывается возможность непрерывного перехода от локализованных к делокализованным состояниям, что крайне важно для создания систем с однонаправленной связью, таких как структуры топологической фотоники.

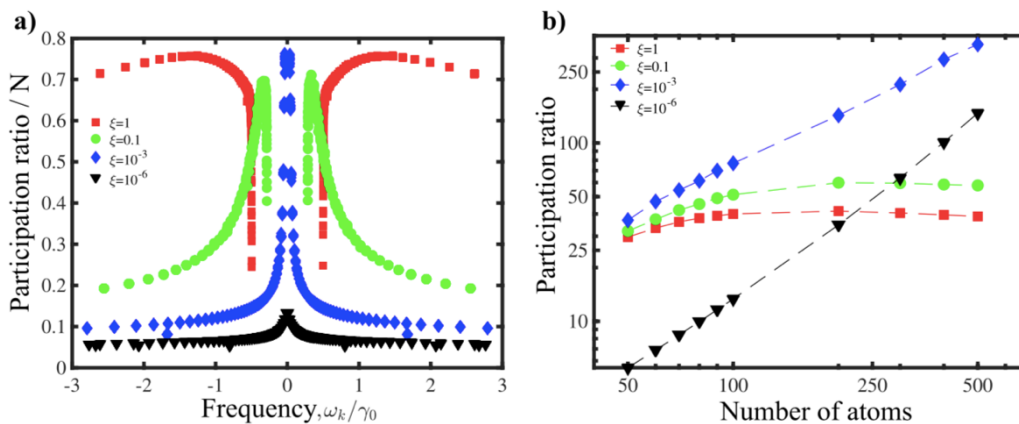


Рис. 3. а) Усредненная зависимость PR собственных частот системы с беспорядком ($A=0.015\gamma_0$) при различных значениях параметра асимметрии. Число реализаций беспорядка = 1000. б) Усредненная зависимость PR субрадиационных состояний системы с беспорядком от числа атомов в цепочке.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Aiello et al. // Nat. Photonics. 2015. 9. 789–795
2. T. Van Mechelen et al. // Optica 2016. 3. 118-126
3. I. Sillner et al. // Nature Nanotechnology 2015. 10. 775–778
4. S. Rosenblum et al. // Nature Nanotechnology 2015. 10 775–778
5. C. Sayrin et al. // Phys. Rev. X 2015. 5 041036
6. Lodahl P. et al. // Nature 2017. T. 541. – №. 7638. – С. 473-480