

Формирование массивов динамических микрорезонаторов в трехуровневой среде

© М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: mikhail.v.arkhipov@gmail.com, arkhipovrostislav@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 07.08.2025 г.

В окончательной редакции 07.08.2025 г.

Принята к публикации 05.09.2025 г.

Теоретически исследовано предсказанное ранее авторами явление формирования локализованных массивов динамических микрорезонаторов (ДМ) в трехуровневой резонансной среде. Эффект возникает при несимметричном (относительно центра среды) столкновении двух и трех одноцикловых, аттосекундных импульсов, аналогичных по действию 2π -импульсам самоиндуцированной прозрачности. Показано, что данный эффект, первоначально обнаруженный в двухуровневой среде, сохраняется и в трехуровневых системах с различными конфигурациями уровней, что свидетельствует о его универсальности. Установлена возможность управления пространственной конфигурацией микрорезонаторов за счет изменения временной задержки между импульсами. Результаты открывают новые перспективы для сверхбыстрой оптики, аттосекундной физики и топологической фотоники, включая создание петагерцовых переключателей и управление локализацией света.

Ключевые слова: предельно короткие импульсы, аттосекундные импульсы, динамические микрорезонаторы, топологическая фотоника, среды, зависящие от времени.

DOI: 10.61011/OS.2025.09.61761.8463-25

Введение

Высокодобротные оптические микрорезонаторы и волноводные структуры [1–6] играют ключевую роль в современной фотонике и квантовой оптике, находя применение в разработке компактных лазерных источников [7], исследованиях экситонных поляритонов [8] и топологической фотонике [4,9,10]. Особый интерес представляют системы с пространственно-модулированными параметрами, демонстрирующие топологическую защиту мод [11–14] и необычные режимы локализации света [15–17]. Однако такие стационарные структуры обладают принципиальным ограничением — невозможностью динамического управления их параметрами на сверхбыстрых (одноцикловых и субцикловых) временных масштабах.

Перспективным направлением преодоления этого ограничения являются временно-зависимые среды (time-varying media) [18], в которых быстрые изменения показателя преломления приводят к новым эффектам: временному отражению и преломлению волн [19,20], динамической локализации света [21] и беспороговой лазерной генерации [22]. Однако в большинстве работ управление такими средами осуществляется многоцикловыми фемтосекундными лазерными импульсами [23], что не позволяет достичь предельно коротких временных масштабов.

Прогресс в генерации аттосекундных импульсов [24–26] открыл возможность исследования электронных процессов на временах порядка периода

оборота электрона по боровской орбите. Актуальность проводимых в данном направлении исследований подтверждается присуждением Нобелевской премии по физике за исследования, проводимые в данной области [27]. Особый интерес представляют предельно короткие импульсы (ПКИ), содержащие одно и менее колебаний светового поля [28–30]. Такие импульсы позволяют реализовать сверхбыстрое управление квантовыми системами [31] и перспективны для петагерцовой электроники [32].

При взаимодействии ПКИ с резонансными средами недавно был предсказан ряд нелинейных эффектов, невозможных при использовании многоцикловых импульсов (см. обзоры [33,34] и монографию [35]). К ним относятся, например, самокомпрессия импульсов [36], самоостановка света [37] и формирование динамических микрорезонаторов (ДМ) [38–40] (см. также обзоры [41–43] и цитируемую литературу). В частности, при симметричном столкновении ПКИ в резонансной среде возникают одиночные высокодобротные ДМ [38–40], способные эффективно задерживать свет [37].

В [44] было изучено несимметричное относительно центра среды перекрытие слабых полумногоцикловых импульсов (распространяющихся в среде не в режиме самоиндуцированной прозрачности, СИП). В этой работе показана возможность наведения в среде участков с почти постоянной разностью населенностей в области перекрытия импульсов и брэгговских решеток населенностей, возникающих по обе стороны от области перекрытия импульсов и заполняющих всю среду.

Недавно было обнаружено, что при *несимметричном* столкновении одноцикловых 2π -подобных импульсов СИП, в двухуровневой среде формируется *упорядоченный массив* из двух и более ДМ, локализованных исключительно в области перекрытия импульсов [45]. Однако реальные среды являются многоуровневыми, и конфигурация резонаторов может существенно изменяться. Это делает актуальным исследование динамики ДМ в многоуровневых системах, что до сих пор не было изучено.

В настоящей работе на основе численного решения уравнений Максвелла-Блоха впервые детально исследовано образование массивов ДМ при несимметричном столкновении одноцикловых импульсов СИП в трехуровневой среде. Показано, что эффект носит универсальный характер и проявляется при различных конфигурациях уровней. Установлена возможность управления пространственным распределением микрорезонаторов за счет временной задержки между импульсами.

Полученные результаты имеют важное значение для сверхбыстрой оптики, где массивы ДМ могут быть использованы для создания петагерцовых переключателей и модуляторов. В аттосекундной физике такие структуры открывают новые возможности для управления процессами на временах, меньших периода светового колебания. В топологической фотонике массивы ДМ могут быть использованы для управления локализацией света. Кроме того, данное явление представляет интерес для петагерцовой электроники, где требуется управление сигналами на экстремально высоких частотах.

Результаты для двухуровневой модели среды

Перед тем как переходить к обсуждению указанных эффектов в многоуровневой среде в данном разделе мы сначала кратко воспроизводим ключевые результаты для двухуровневой среды [45], устанавливая базовые закономерности явления, а затем переходим к его детальному исследованию в трехуровневой среде. Такой подход позволяет выявить универсальность эффекта, проанализировать сохранение образования массивов ДМ при усложнении структуры энергетических уровней, а также сравнить динамику резонаторов в системах с разной конфигурацией уровней.

Особое внимание ниже уделяется тому, как дополнительные переходы в трехуровневой системе влияют на форму и свойства формирующихся ДМ по сравнению с двухуровневым случаем. Следует подчеркнуть, что представленные здесь результаты для двухуровневой системы, хотя и качественно аналогичны [45], но получены для других параметров и служат важной основой для сравнительного анализа с трехуровневым случаем, что составляет основную новизну настоящей работы.

В основе используемой модели в данном разделе лежит система уравнений Максвелла-Блоха, которая опи-

сывает взаимодействие световых импульсов с резонансной средой. Эта система включает уравнение для недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} , описывающего когерентную поляризацию среды $P(z, t)$, уравнение для разности населенностей (инверсии) $n = \rho_{11} - \rho_{22}$, где ρ_{11} и ρ_{22} — населенности нижнего и верхнего уровней соответственно и одномерное волновое уравнение для напряженности электрического поля $E(z, t)$, описывающее распространение светового импульса в среде [46]:

$$\frac{\partial \rho_{12}(z, t)}{\partial t} = -\frac{\rho_{12}(z, t)}{T_2} + i\omega_0 \rho_{12}(z, t) - \frac{i}{\hbar} d_{12} E(z, t) n(z, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = -\frac{n(z, t) - n_0(z)}{T_1} + \frac{4}{\hbar} d_{12} E(z, t) \text{Im} \rho_{12}(z, t), \quad (2)$$

$$P(z, t) = 2N_0 d_{12} \text{Re} \rho_{12}(z, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}. \quad (4)$$

Рассматриваемая система уравнений (1)–(4) содержит следующие параметры: \hbar — приведенная постоянная Планка, t — время, z — продольная координата, c — скорость света в вакууме, P — поляризация среды, d_{12} — дипольный момент перехода, ω_0 — частота перехода ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ — длина волны перехода), N_0 — концентрация двухуровневых частиц, n_0 — разность населенностей среды при отсутствии электрического поля ($n_0 = 1$ для поглощающей среды). Система уравнений для матрицы плотности (1)–(3) решалась методом Рунге-Кутты 4-го порядка, а волновое уравнение (4) — методом конечных разностей [47].

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования подтверждают наличие предсказываемых в рамках данной модели когерентных эффектов, включая Раби-осцилляции атомных населенностей [48–50]. В частности, предсказанный в рамках малоуровневых моделей эффект формирования решеток атомных населенностей, индуцированных предельно короткими импульсами, наблюдается даже в условиях частичной ионизации среды, что было подтверждено численным решением уравнения Шредингера [51]. Вопрос адекватности малоуровневых моделей для описания распространения предельно коротких импульсов в резонансных средах также детально обсуждался в работах [38–43].

Рассматриваемая модель учитывает только однородное уширение квантового перехода среды. Результаты прямых численных расчетов показывают, что основные особенности когерентного распространения предельно коротких импульсов в среде, полученные без учета неоднородного уширения, сохраняются и при его учете [52]. Также возможно подавление неоднородного уширения при помещении атомного ансамбля в ловушки при криогенных температурах [53], за счет применения эффекта

Таблица 1. Параметры, использованные в численных расчетах в двухуровневой среде

Частота (длина волны λ_0) перехода $1 \rightarrow 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \rightarrow 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{20}$ cm $^{-3}$
Амплитуда поля	$E_{01} = 5.7 \cdot 10^6$ ESU
Параметр τ	$\tau = 200$ as
Задержки Δ_1, Δ_2	$\Delta_1 = 2.5\tau$ $\Delta_2 = 8\tau$
Время релаксации разности населенностей и поляризации среды	$T_1 - T_2 = 1$ ns

Штарка [54], охлаждения квантовых точек [55] и других методов, подробно описанных в обширной литературе. Эти обстоятельства позволяют в дальнейшем не учитывать неоднородное уширение.

В численных расчетах на среду из вакуума посылаются серии встречных одноцикловых импульсов, состоящих из двух полувольт противоположной полярности (рис. 1). Число импульсов варьирует, тем самым импульсы многократно сталкиваются в среде. Двухуровневая среда располагалась между точками с координатами $z = 2\lambda_0$ и $z = 10\lambda_0$ (вне области среды был вакуум). Длина расчетной области составляла $L = 12\lambda_0$. До падения этих импульсов поле в среде отсутствовало, и среда находилось в невозбужденном состоянии. Выражение для импульсов, идущих слева направо (импульсы $i = 1, 3, 5$ и т.д., рис. 1), при $z = 0$ имеет вид

$$E(t) = E_0 \sum_i e^{-\frac{(t-\Delta_i)^2}{\tau^2}} \sin[\omega_0(t - \Delta_i)]. \quad (5)$$

Импульсы, идущие навстречу (они имеют четную нумерацию $j = 2, 4, 6 \dots$, рис. 1), определяются при $z = L$ аналогичным выражением:

$$E(t) = E_0 \sum_j e^{-\frac{(t-\Delta_j)^2}{\tau^2}} \sin[\omega_0(t - \Delta_j)]. \quad (6)$$

Здесь Δ_i, Δ_j — задержки, значение которых подобрано так, чтобы импульсы сталкивались в среде несимметричным образом. Величины задержек (для первых двух импульсов 1 и 2) Δ_1, Δ_2 указаны в табл. 1. Параметры двухуровневой среды (длина волны λ_0 перехода $1 \rightarrow 2$ и дипольный момент перехода d_{12}), амплитуда и длительность импульсов указаны в табл. 1. Такие параметры (длины волн переходов в сотни нанометров, дипольные моменты — единицы Дебай и т.д.) реализуются в широком классе сред, например в атомных парах, газах и др. (см. обсуждение ниже).

Амплитуда поля импульсов и их длительность были выбраны таким образом, чтобы импульсы действовали подобно 2π -импульсам самоиндуцированной прозрачности (СИП). В этом случае первая полуволна поля переводит среду из основного состояния в возбужденное, а

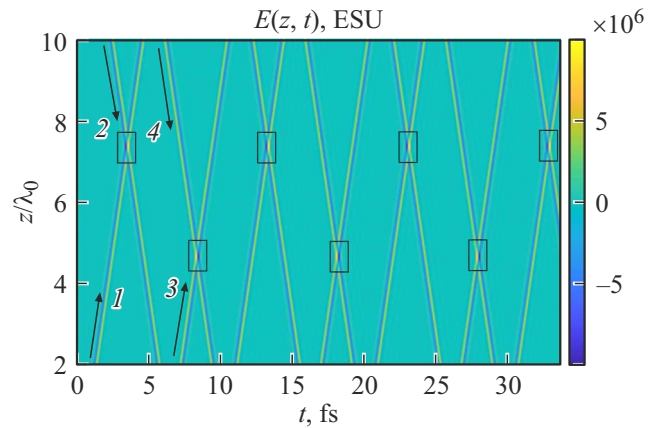


Рис. 1. Схема распространения импульсов в среде. Цифрами отмечены первые 4 импульса. Направления распространения импульсов показаны стрелками. Каждое столкновение происходит в окрестностях точек $z_{c1} \sim 4.3\lambda_0$ и $z_{c1} \sim 7.7\lambda_0$. Прямоугольники отмечают эти области.

вторая полуволна возвращает среду обратно в основное состояние [56]. Такие импульсы с длительностью в сотни аттосекунд могут быть получены экспериментально [28].

Результаты численных расчетов в двухуровневой среде

Результаты численных расчетов представлены в двухуровневой среде на рис. 1–3. Аналогичные результаты были получены ранее в двухуровневой среде в [45], но при другом значении параметра задержки Δ_2 . Параметры данного расчета указаны в табл. 1. Ниже мы еще раз кратко обсудим результаты численных расчетов для двухуровневой среды, так как они потребуются нам в дальнейшем для изучения ДМ в трёхуровневой среде.

Рисунок 1 иллюстрирует напряженность поля импульсов и показывает их моменты столкновения в разных точках среды. Рисунок 2 и 3 иллюстрируют пространственно-временную динамику разности населенностей $n = \rho_{11} - \rho_{22}$ и поляризации среды $P(z, t)$ соответственно. Результаты численных расчетов, показанные на рис. 2, показывают возникновение пары ДМ, локализованных вблизи точек $z = 4\lambda_0$ и $z = 8\lambda_0$, форма которых меняется после каждого столкновения между импульсами.

Наблюдаемое пространственное распределение разности населенностей (рис. 2) демонстрирует характерные особенности динамического микрорезонатора (ДМ), где центральная область соответствует полному возвращению среды в основное состояние ($n = 1$), в то время как краевые области формируют брэгговскую решетку с субволновым периодом модуляции. Количественный анализ пространственной частоты структуры выявляет ее прогрессирующее увеличение при последовательных столкновениях импульсов, причем для верхнего ДМ

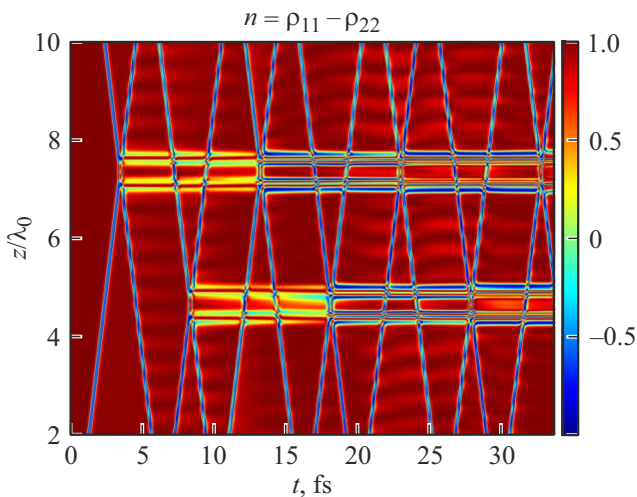


Рис. 2. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{22}$ двухуровневой среды.

($z \approx 7.7\lambda_0$) наиболее значительный рост наблюдается после третьего и четвертого столкновений, тогда как для нижнего ДМ — после четвертого и пятого взаимодействий.

В этом случае период рассмотренной структуры много меньше длины волны перехода, в нашем случае он порядка $\lambda_0/10$. Отметим, что в данном случае малость такого периода объясняется тем, что все изменения разности населенностей происходят на ультрамалых пространственных областях в области перекрытия импульсов, которая существенно меньше длины волны перехода. В данном подходе возможно получить решетки со сколь угодно малым периодом, а не только с пространственным периодом, кратным четному числу длин волн переходов ($\lambda_0/2, \lambda_0/4 \dots$), как это было в случае, когда импульсы не перекрывались в среде [57].

Принципиальное отличие от ранее изученного случая симметричного столкновения [39] заключается в образовании пар ДМ, локализованных в разных участках среды, при несимметричной конфигурации взаимодействия. При этом ключевой особенностью является возможность точного контроля параметров таких структур посредством управления условиями многократного столкновения импульсов в резонансной среде.

Физическая природа наблюдаемого явления обусловлена спецификой когерентного взаимодействия импульсов со средой в режиме, когда длительность импульсов τ и временные задержки между ними Δ существенно меньше времени релаксации поляризации T_2 ($\tau, \Delta \ll T_2$). Хотя аналогичные по механизму процессы формирования решеток населенности известны как для предельно коротких [57–60], так и для многоцикловых импульсов [61–63], принципиальное отличие рассматриваемого эффекта заключается в его исключительной реализации только для предельно коротких импульсов, обеспечивающих сверхбыстрое возбуждение среды.

Важным аспектом является нелинейная динамика поляризации, демонстрирующая сложное пространственно-временное поведение (рис. 3), где каждый последующий импульс осуществляет когерентное управление колебаниями, приводящее к формированию специфического распределения населенности. Корреляция между локализацией ДМ и пространственным распределением поляризации подтверждает их взаимосвязь и ключевую роль в образовании резонансных структур.

Критическими параметрами для реализации эффекта являются строгое соблюдение условия одноцикловости 2π -импульсов СИП, выполнение соотношения временных масштабов $\tau \ll T_2$, а также поддержание оптимальной плотности среды [40]. Ранние исследования [44] подтверждают, что ослабление этих условий (выход за рамки режима СИП) приводит к исчезновению эффекта. Наблюдаемое явление формирования массивов ДМ представляет собой новый физический эффект, предсказанный ранее в [45] и открывающий перспективы для разработки методов управления световыми полями в топологической фотонике и создания сверхбыстрых оптических устройств. Дальнейшее исследование распространения электромагнитного излучения в таких структурах требует отдельного рассмотрения, в то время как представленные ниже результаты численного моделирования для трехуровневой среды подтверждают универсальный характер описанных явлений.

Возникновение массива динамических микрорезонаторов в трехуровневой среде

Представленные выше результаты поднимают вопрос о возникновении данных структур в многоуровневых средах. Описанный физический механизм формирования

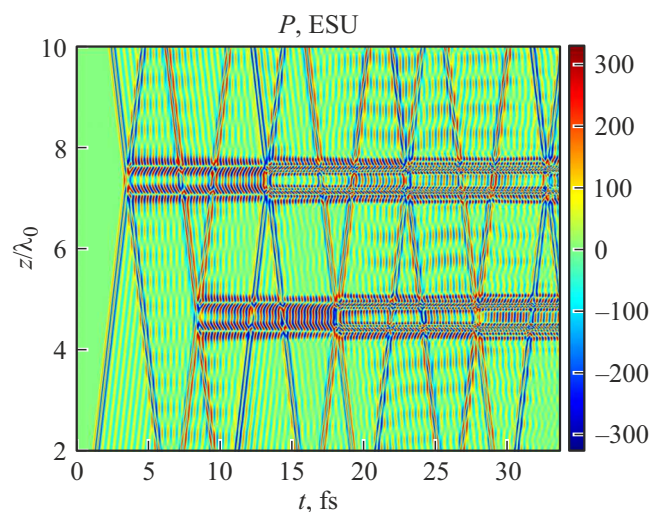


Рис. 3. Пространственно-временная динамика поляризации $P(z, t)$ трехуровневой среды.

таких структур, очевидно, сохраняется и в многоуровневой среде (применимость малоуровневых моделей в подобных задачах обосновывалась, например, в [40–43]). Действительно, при прохождении через многоуровневую среду импульсы оставляют после себя колебания когерентности среды, т.е. колебания недиагональных элементов матрицы плотности на каждом резонансном переходе многоуровневой среды, которые существуют на временах порядка T_2 . Каждый последующий импульс воздействует на эти колебания: либо останавливает их, либо усиливает, что приводит к возникновению динамических решеток разности населенностей на каждом резонансном переходе такой среды. При этом форма данных структур может варьировать в зависимости от параметров конкретных переходов, однако ключевым является сам факт сохранения эффекта.

Важно отметить, что данные осцилляции когерентности среды сохраняются даже в условиях частичной ионизации среды. Даже если воздействие первого ПКИ привело к полной к ионизации среды, путем подбора задержки между последовательными импульсами ионизацию можно эффективно подавить с помощью второго импульса. Это подтверждается результатами прямого численного решения временного уравнения Шредингера, представленными в работе [51]. Таким образом, учет ионизации не приводит к исчезновению рассматриваемых эффектов. Это подчеркивает их устойчивость и делает применение малоуровневых моделей оправданным в задачах подобного рода.

Сказанное легко проиллюстрировать на примере трехуровневой среды. В основе численной модели в этом случае лежит система уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды совместно с волновым уравнением. Она включает в себя уравнения для недиагональных элементов матрицы плотности трехуровневой среды, $\rho_{21}, \rho_{32}, \rho_{31}$, уравнения для диагональных элементов, $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}$, имеющих смысл населенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно и уравнение для поляризации среды $P(z, t)$ [46]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = & -\rho_{21}/T_{21} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{31}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32} = & -\rho_{32}/T_{32} - i\omega_{32}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{22}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = & -\rho_{31}/T_{31} - i\omega_{31}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (9)$$

Таблица 2. Параметры трехуровневой среды, использованные в численных расчетах

Частота (длина волны λ_0) перехода $1 \rightarrow 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \rightarrow 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Частота (длина волны) перехода $1 \rightarrow 3$	$\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{13} = 102.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \rightarrow 3$	$d_{13} = 5$ D
Частота (длина волны) перехода $2 \rightarrow 3$	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ rad/s ($\lambda_{23} = 656.6$ nm)
Дипольный момент перехода $2 \rightarrow 3$	$d_{23} = 0$ D
Задержки Δ_1, Δ_2	$\Delta_1 = 2.5\tau$ $\Delta_2 = 9.5\tau$
Времена релаксации	$T_{ik} = 1$ ns $T_{122} = T_{133} = \infty$
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{20}$ cm $^{-3}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = & \frac{\rho_{22}}{T_{12}} + \frac{\rho_{33}}{T_{13}} - \frac{\rho_{22}}{T_{122}} - \frac{\rho_{33}}{T_{133}} \\ & + i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = & -\frac{\rho_{22}}{T_{22}} + \frac{\rho_{11}}{T_{12}} + \frac{\rho_{33}}{T_{13}} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) \\ & - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = & -\frac{\rho_{33}}{T_{33}} + \frac{\rho_{11}}{T_{13}} + \frac{\rho_{22}}{T_{23}} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*) \\ & + i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} P(z, t) = & 2N_0 d_{12} \text{Re} \rho_{12}(z, t) + 2N_0 d_{13} \text{Re} \rho_{13}(z, t) \\ & + 2N_0 d_{23} \text{Re} \rho_{23}(z, t). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь d_{12}, d_{13}, d_{23} — матричные элементы дипольных моментов переходов, $\omega_{12}, \omega_{13}, \omega_{23}$ — частоты переходов, T_{122}, T_{133}, T_{ik} — времена релаксации. Значения параметров приведены в табл. 2. Параметры поля импульсов остались те же, что и в предыдущем разделе. Импульсы (5), (6) сталкиваются в среде в те же моменты времени и в тех же точках, что и на рис. 1.

На рис. 4–6 представлена динамика разности населенностей для каждого перехода в трехуровневой среде. В отличие от двухуровневой системы в трехуровневой среде наблюдается образование массива пар, локализованных (ДМ) на каждом резонансном переходе. Это принципиально новое явление, которое отсутствует в двухуровневом случае, где динамические модуляции возникают только на одном переходе. Поведение поляризации среды, показанное на рис. 7, также демонстрирует существенные отличия. Расчеты выполнялись для параметров, указанных в табл. 2, где дипольный момент перехода $d_{23} = 0$.

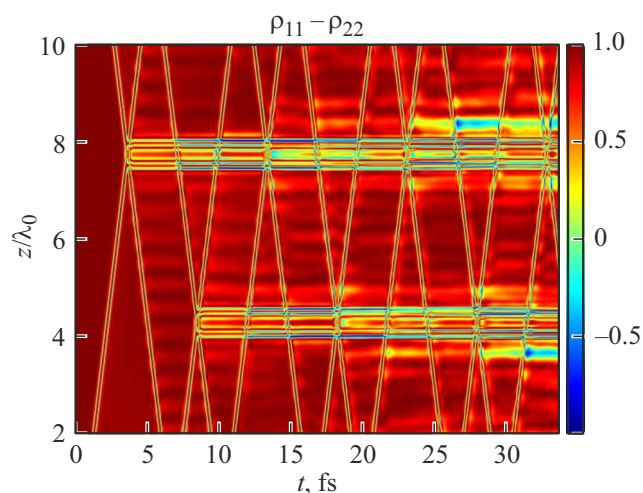


Рис. 4. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{22}$ трехуровневой среды. Параметры расчета указаны в табл. 2.

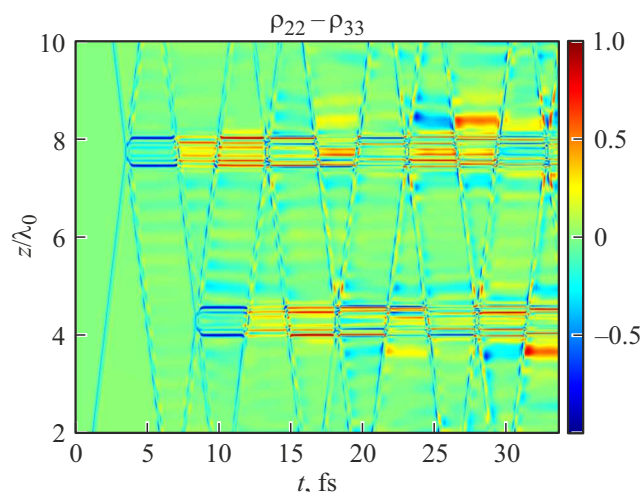


Рис. 5. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{22} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. Параметры расчета указаны в табл. 2.

Ключевое отличие заключается в том, что в трехуровневой среде осцилляции полной поляризации определяются несколькими частотами переходов, в то время как в двухуровневой системе присутствует только одна частота. Это приводит к более сложной структуре динамических модуляций, что отчетливо видно на рис. 7. В частности, колебания поляризации в трехуровневой среде имеют значительно более сложную форму по сравнению с двухуровневым случаем. Это связано с тем, что в трехуровневой системе осцилляции когерентности возникают на всех переходах, что приводит к наложению нескольких частот и усложнению общей картины. В двухуровневой среде, где присутствует только один резонансный переход, форма колебаний остается относительно простой.

Новизна полученных результатов также проявляется в характере локализованных колебаний. В трехуровневой среде, как видно на рис. 7, колебания поляризации также сосредоточены вблизи точек $z \sim 4\lambda_0$ и $z \sim 8\lambda_0$, где формируются массивы динамических резонаторов. При этом их форма становится более сложной, что подчеркивает влияние многоуровневой структуры среды на динамику системы. Это открывает новые возможности для анализа и управления динамическими модуляциями в сложных квантовых системах.

Таким образом, в среде одновременно существуют связанные между собой локализованные колебания поляризации и разности населенностей, которые приводят к формированию структур, играющих роль микрорезонаторов. Подобные структуры способны захватывать свет [37], что может вызвать полную остановку света

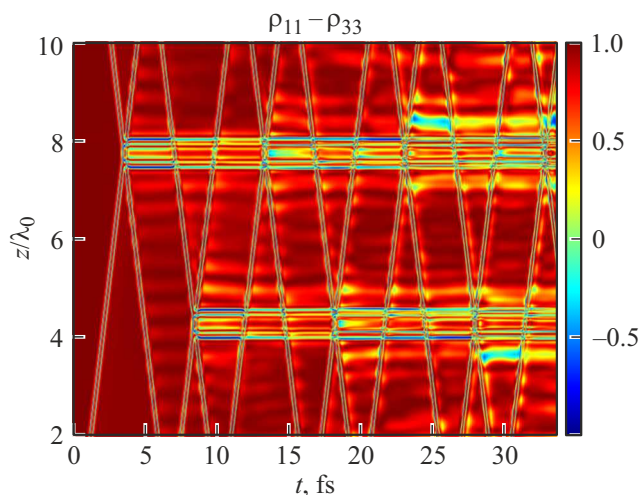


Рис. 6. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. Параметры расчета указаны в табл. 2.

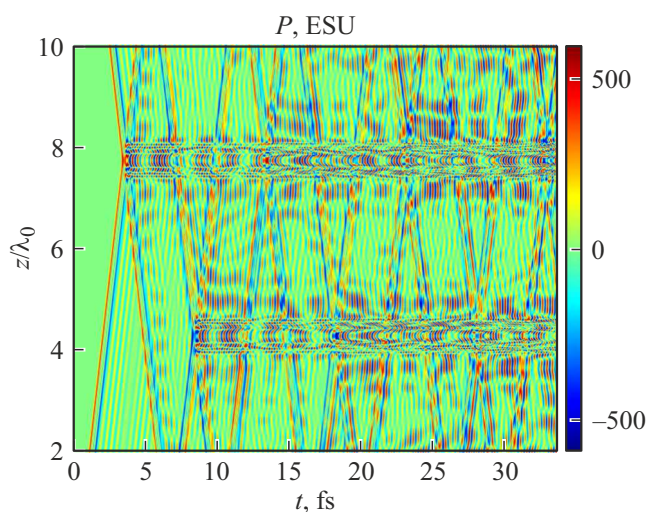


Рис. 7. Пространственно-временная динамика поляризации трехуровневой среды $P(z, t)$.

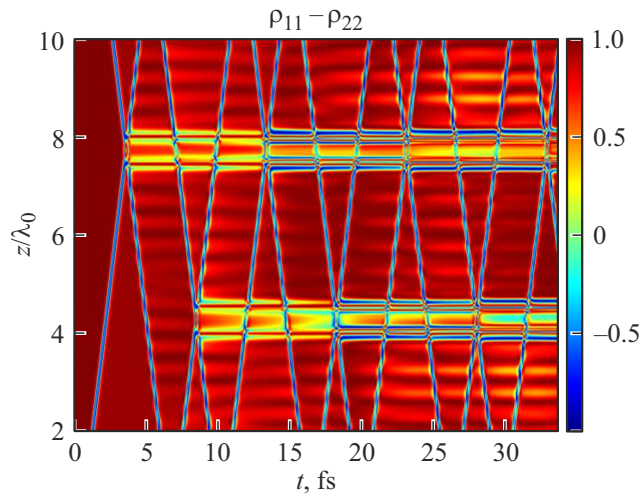


Рис. 8. Пространственно-временная динамика разности населенностей $\rho_{11} - \rho_{22}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

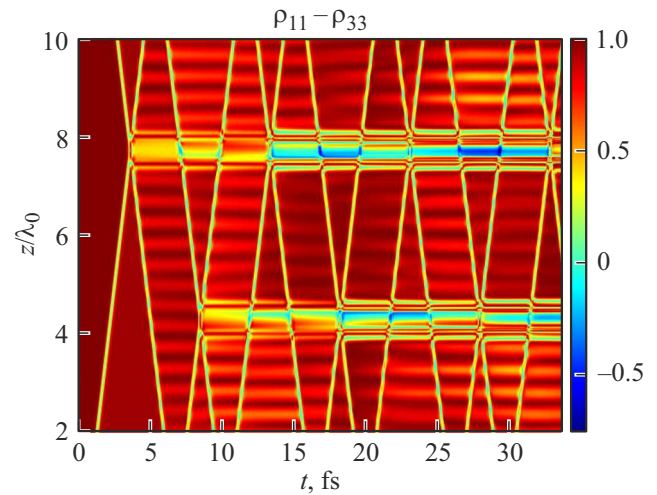


Рис. 10. Пространственно-временная динамика разности населенностей $\rho_{11} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

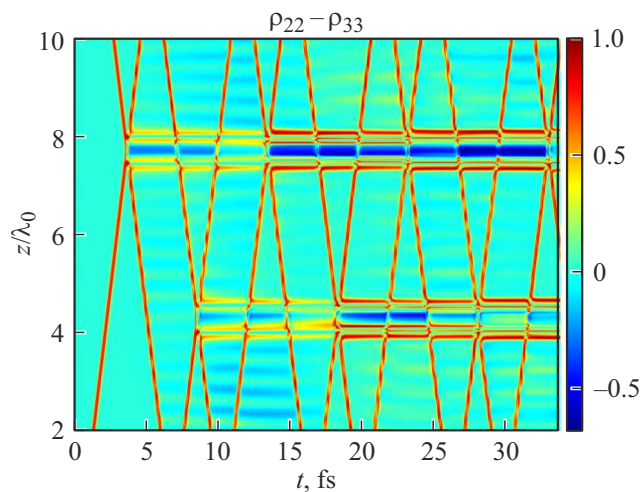


Рис. 9. Пространственно-временная динамика разности населенностей $\rho_{22} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

и образование связанной осциллирующей структуры поля и вещества — так называемого неподвижного осциллона. Свойства таких структур подробно описаны в работе [37]. Однако в [37] квазирезонатор формировался под действием одиночного импульса при его когерентном распространении в плотной среде. В нашем случае формирование резонатора происходит в результате столкновения пары импульсов, что представляет собой принципиально иной механизм и подчеркивает новизну полученных результатов.

Следующий случай, представленный на рис. 8–10, был рассчитан для условий, когда дипольный момент перехода $d_{13} = 0$, а $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры совпадают с указанными в табл. 2. Анализ этих результатов позволяет заключить, что и в данном случае

возникают массивы локализованных динамических микрорезонаторов. Однако их форма несколько отличается от той, что наблюдается в трехуровневой среде, когда $d_{23} = 0$.

Из рис. 8–10 видно, что наводимые структуры в данной схеме являются менее размытыми по сравнению со случаем на рис. 4–6. Их форма больше напоминает структуры, возникающие в двухуровневой среде (рис. 2). В частности, на рис. 8, где показано поведение инверсии на переходе 1–2, наблюдается увеличение пространственной частоты наводимых брэгговских решеток после третьего и четвертого столкновений импульсов у верхнего ДМ, локализованного вблизи точки $z \sim 8\lambda_0$.

Таким образом, учет дополнительных уровней среды и изменение конфигурации уровней не приводят к исчезновению эффекта формирования массива ДМ, предсказанного ранее для двухуровневой среды (рис. 2, 3 и [45]). Влияние дополнительных уровней проявляется лишь в незначительном изменении формы исследуемого массива ДМ, что подчеркивает устойчивость данного эффекта к вариациям структуры среды.

Возникновение массива ДМ при трехимпульсном возбуждении трехуровневой среды

Выше рассматривался случай создания пары локализованных ДМ при двухимпульсном возбуждении двух- и трехуровневой среды. Ранее в [45] была показана возможность создания уже массива из трех ДМ при добавлении третьего импульса. Ниже мы покажем формирование данного массива в трехуровневой среде. В этом случае в среду вслед за импульсами (6) справа налево

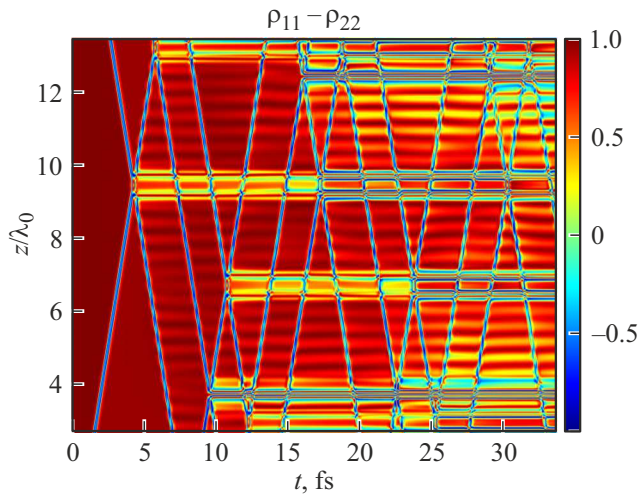


Рис. 11. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{22}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

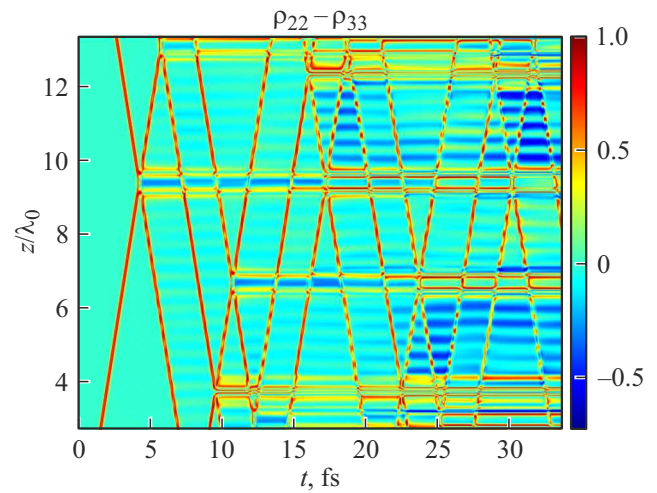


Рис. 12. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{22} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

посылалась дополнительная серия импульсов в виде

$$E(z = L, t) = E_0 \sum_m e^{-\frac{(t - \Delta_m)^2}{\tau^2}} \sin[\omega_0(t - \Delta_m)]. \quad (14)$$

Величина задержки между импульсом 2 из серии (6) и первым импульсом из этой серии (14) составляла $\Delta_{23} = 23\tau$. Пространственное поведение разности населённости на различных переходах, когда $d_{13} = 0$, $d_{23} = 0.5 D$, показано на рис. 11, 12. В этом случае видно образование массивов сложных структур на разных переходах среды, аналогично случаю двухуровневой среды, разобранный в [45]. Структуры более сложной формы получаются при $d_{13} = 5 D$, $d_{32} = 0 D$ (рис. 13, 14). Однако и в этом случае эффект формирования ДМ сохраняется.

Обсуждение экспериментальной реализации данного эффекта

Возникновение массива динамических модуляций (ДМ) на каждом переходе многоуровневой среды, где частоты переходов охватывают различные спектральные диапазоны, открывает широкие перспективы для применения в топологической фотонике. Это позволяет управлять распространением излучения в диапазонах от видимого до ультрафиолетового (УФ) и инфракрасного (ИК). Исследуемые эффекты могут наблюдаться в различных средах с большими значениями времени фазовой памяти T_2 . К таким средам относятся газы, квантовые точки при низких температурах [55], кристаллы с редкоземельными ионами [64], а также различные двумерные материалы, такие как двумерные полупроводники [65] и закрученный графен [66]. В этих материалах реализуются экситонные состояния с дискретным водородоподоб-

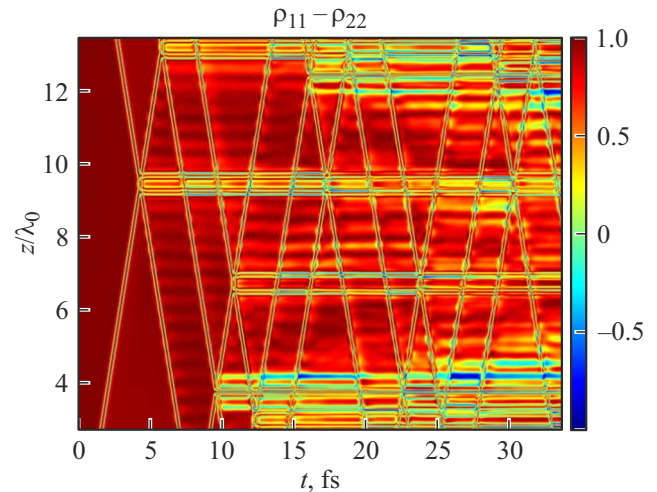


Рис. 13. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{22}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 5 D$, $d_{32} = 0 D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

ным спектром, аналогичным рассмотренному выше для трехуровневой среды.

Кроме того, перспективным направлением является использование современных материалов с выраженными дискретными уровнями энергии. Например, переходные металлодихалькогениды (TMDC), такие как MoS_2 , WS_2 и WSe_2 , демонстрируют сильные экситонные эффекты и дискретные уровни энергии, что делает их идеальными кандидатами для наблюдения подобных явлений [67]. Также интерес представляют гетероструктуры на основе двумерных материалов, такие как борофен и фосфорен, которые обладают уникальными электронными и оптическими свойствами [68].

Дополнительно, перовскитные нанокристаллы и квантовые точки на их основе, такие как CsPbBr_3 , демонстри-

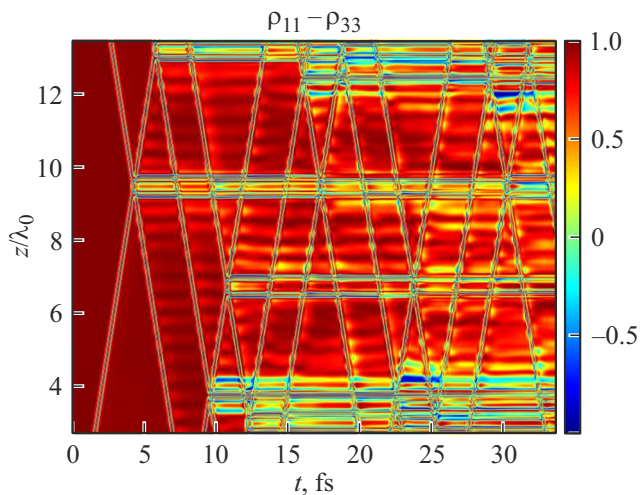


Рис. 14. Пространственно-временная динамика разности населённости $\rho_{11} - \rho_{33}$ трехуровневой среды. $d_{13} = 5D$, $d_{32} = 0D$. Остальные параметры такие же, как в табл. 2.

руют высокую когерентность и дискретные энергетические уровни, что открывает новые возможности для исследований в области квантовой оптики [69]. Кроме того, перспективным направлением является использование наноструктурированных сред, состоящих из металлов и диэлектриков. Современные методы синтеза таких материалов [70–72] делают их доступными для экспериментов, что расширяет возможности практического применения исследуемых эффектов.

Отметим еще раз раннее экспериментальное наблюдение когерентных эффектов типа Раби-осцилляций в сложных многоуровневых системах под действием малоцикловых импульсов в полупроводниках [48], атоме гелия [49] и др. системах. Данное обстоятельство также говорит в пользу возможности практической реализации исследуемых эффектов. В заключении данного раздела укажем, что увеличение числа импульсов может привести к возникновению уже нерегулярных массивов ДМ [73].

Заключение

В представленной работе методом численного моделирования на основе системы уравнений для матрицы плотности и волнового уравнения проведено детальное исследование процесса формирования массивов локализованных динамических микрорезонаторов при взаимодействии последовательности 2π -подобных одноцикловых аттосекундных импульсов самоиндуцированной прозрачности в двух- и трехуровневых резонансных средах. Наблюдаемый эффект носит принципиально нестационарный характер и реализуется исключительно при использовании предельно коротких импульсов, будучи невозможным в случае многоцикловых импульсных воздействий.

Продemonстрирована универсальность эффекта формирования динамических микрорезонаторов, который сохраняется при переходе от двухуровневой к трехуровневой системе с различными конфигурациями энергетических уровней. В частности, показано, что при трехимпульсном возбуждении трехуровневой среды формируется массив из трех динамических микрорезонаторов, причем пространственная конфигурация этих структур демонстрирует зависимость от конкретного типа уровневой схемы, сохраняя при этом свои фундаментальные динамические свойства.

Полученные результаты могут найти применение в сверхбыстрой оптике и изучении методов управления световыми импульсами. В частности, рассматриваемые эффекты представляют интерес для исследования локализации света в сложных средах и аттосекундного переключения. Работа вносит вклад в понимание нелинейной динамики предельно коротких импульсов в резонансных системах и указывает направления для дальнейших исследований, включая изучение особенностей распространения излучения в подобных структурах.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 23-12-00012 (численное моделирование ДМ в трехуровневой среде) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (численное моделирование ДМ в двухуровневой среде).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.J. Vahala. *Nature*, **424**, 839 (2003).
- [2] H. Cao, J. Wiersig. *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 61 (2015).
- [3] A. Pasquazi, M. Peccianti, L. Razzari, D.J. Moss, S. Coen, M. Erkintalo, Y.K. Chembo, T. Hansso et al. *Phys. Rep.*, **729**, 1–81 (2018).
- [4] H. Yu, X. Liu, W. Sun, Y. Xu, X. Liu, Y. Liu. *Opt. & Laser Technol.*, **177**, 111099 (2024).
- [5] Y. Sun, J. Wu, M. Tan, X. Xu, Y. Li, R. Morandotti, A. Mitchell, D.J. Moss. *Adv. Opt. Photon.*, **15** (1), 86–175 (2023).
- [6] E.A. Anashkina, M.P. Marisova, A.N. Osipov, A.V. Yulin, A.V. Andrianov. *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.*, **30** (5), Art no. 2900208 (2024).
- [7] L. Zhang, J. Hu, J. Wu, R. Su, Z. Chen, Q. Xiong, H. Deng. *Progress in Quantum Electronics*, **83**, 100399 (2022).
- [8] J.P. Reithmaier, G. Sęk, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, A. Forchel. *Nature*, **432**, 197–200550 (2004).
- [9] В.В. Климов. *УФН*, **193**, 279–304 (2023). [V.V. Klimov. *Phys. Usp.*, **66**, 263–287 (2023)].
- [10] I.L. Garanovich, S. Longhi, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar. *Phys. Rep.*, **518**, 1–79 (2012).

- [11] D. Smirnova, D. Leykam, Y. Chong, Y. Kivshar. Appl. Phys. Rev., **7**, 021306 (2020).
- [12] L. Lu, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić. Nature Photonics, **8** (11), 821–829 (2014).
- [13] A.B. Khanikaev, G. Shvets. Nature Photonics, **11** (12), 763–773 (2017).
- [14] T. Ozawa, H.M. Price, N. Goldman, O. Zilberberg, I. Carusotto. Rev. Mod. Phys., **91** (1), 015006 (2019).
- [15] M. Segev, Y. Silberberg, D.N. Christodoulides. Nature Photonics, **7** (3), 197–204 (2013).
- [16] T. Schwartz, G. Bartal, S. Fishman, M. Segev. Nature, **446**, 52 (2007).
- [17] S. Mittal, J. Fan, A. Migdall, J.M. Taylor. Nature Photonics, **7** (12), 1001–1005 (2013).
- [18] T.T. Koutserimpas, F. Monticone. Opt. Mater. Express., **14**, 1222–1236712 (2024).
- [19] T.T. Koutserimpas, R. Fleury. IEEE Trans. Antennas Propag., **68** (9), 6717–6724 (2020).
- [20] S. Ramaccia, A. Toscano, F. Bilotti. Opt. Lett., **45** (20), 5836–5839 (2020).
- [21] Y. Sharabi, E. Lustig, M. Segev. Phys. Rev. Lett., **126** (16), 163902 (2021).
- [22] M. Lyubarov, Y. Lumer, A. Dikopoltsev, E. Lustig, Y. Sharabi, M. Segev. Science, **377**, 425–428 (2022).
- [23] E. Lustig, O. Segal, S. Saha, E. Bordo, S.N. Chowdhury, Y. Sharabi, A. Fleischer, A. Boltasseva, O. Cohen, V.M. Shalaev, M. Segev. Nanophotonics, **12**, 1 (2023).
- [24] F. Krausz. Rev. Mod. Phys., **96**, 030502 (2024).
- [25] P. Agostini. Rev. Mod. Phys., **96**, 030501 (2024).
- [26] A. L’Huillier. Rev. Mod. Phys., **96**, 030503 (2024).
- [27] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/summary/>
- [28] M.T. Hassan, T.T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A.M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis. Nature, **530**, 66 (2016).
- [29] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (6), 063101 (2021).
- [30] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон., **50** (9), 801 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. Quant. Electron., **50** (9), 801 (2020)].
- [31] M.T. Hassan. ACS Photonics, **11**, 334 (2024).
- [32] C. Heide, P.D. Keathley, M.F. Kling. Nat. Rev. Phys., **6**, 648 (2024).
- [33] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemporary Physics, **64** (3), 224 (2023).
- [34] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024). [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp., **67** (11), 1129 (2024)].
- [35] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. *Терагерцовая фотоника*, под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринова (РАН, М., 2023), с. 360–393.
- [36] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, I. Babushkin, N. Rosanov. Opt. Express, **29**, 10134–10139502 (2021).
- [37] M. Arkhipov, R. Arkhipov, I. Babushkin, N. Rosanov. Phys. Rev. Lett., **128**, 203901 (2022).
- [38] O. Diachkova, R. Arkhipov, A. Pakhomov, N. Rosanov. Opt. Commun., **565**, 130666 (2024).
- [39] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **49** (10), 2549 (2024).
- [40] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41** (8), 1721 (2024).
- [41] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (9), 919 (2024).
- [42] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **121** (7), 544 (2025). [R.M. Arkhipov, O.O. Diachkova, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **121** (7), 520 (2025)].
- [43] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Изв. РАН. Сер. Физ., **89** (1), 70 (2025). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O.O. Diachkova, N.N. Rosanov. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **89** (1), 63–70 (2025)].
- [44] O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. JOSA B, **42** (7), 1407 (2025).
- [45] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **50** (16), 4914 (2025).
- [46] А. Ярив. *Квантовая электроника* (Сов. радио, М., 1980). [A. Yariv. *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons, N.Y., London, Toronto, 1975)].
- [47] A. Taflov, S. Hagness. *Computational electrodynamics* (Artech house, 2000).
- [48] O.D. Mücke, T. Tritschler, M. Wegener, U. Morgner. Phys. Rev. Lett., **87** (5), 057401 (2001).
- [49] S. Nandi, E. Olofsson, M. Bertolino, S. Carlström, F. Zapata, D. Busto, C. Callegari, M. Di Fraia, P. Eng-Johnsson, R. Feifel, G. Gallician, M. Gisselbrecht, S. Maclot, L. Neoričić, J. Peschel, O. Plekan, K.C. Prince, R.J. Squibb, S. Zhong, P.V. Demekhin, M. Meyer, C. Miron, L. Badano, M.B. Danailov, L. Giannessi, M. Manfredda, F. Sottocorona, M. Zangrando, J.M. Dahlström. Nature, **608**, 488 (2022).
- [50] A. De las Heras, C. Hernández-García, J. Serrano, A. Prodanov, D. Popmintchev, T. Popmintchev, L. Plaja. Phys. Rev. Research, **7** (2), 023268 (2025).
- [51] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, П.А. Белов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. ЖЭТФ, **166** (8), 162 (2024).
- [52] Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов. Опт. и спектр., **106**, 793 (2009). [N.V. Vysotina, N.N. Rosanov, V.E. Semenov. Opt. Spectrosc., **106**, 713 (2009)].
- [53] J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt. J. Optical Society of America B, **20** (5), 1003–1015 (2003).
- [54] D.D. Yavuz, N.R. Brewer, J.A. Miles, Z.J. Simmons. Phys. Rev. A, **88** (6), 063836 (2013).
- [55] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J.M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.H. Mao, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **60**, 7784 (1999).
- [56] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (Мир, М., 1978). [L. Allen, J.H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley, N.Y., 1975)].
- [57] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **41**, 4983 (2016).
- [58] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Sci. Rep., **7**, Art. No. 12467 (2017).
- [59] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Sci. Rep., **11**, Art. No. 1961 (2021).
- [60] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, N. Rosanov. Phys. Rev. A, **109**, 063113 (2024).
- [61] I.D. Abella, N.A. Kurnit, S.R. Hartmann. Phys. Rev., **141**, 391 (1966).
- [62] Е.И. Штырков, В.С. Лобков, Н.Г. Ярмухаметов. Письма в ЖЭТФ, **27** (12), 685 (1978). [E.I. Shtyrkov, V.S. Lobkov, N.G. Yarmukhametov. JETP Lett., **27** (12), 648 (1978)].

- [63] E.I. Shtyrkov, N.L. Nevelskaya, V.S. Lobkov, N.G. Yarmukhametov. *Phys. Stat. Sol. B*, **98** (2), 473–485 (1980).
- [64] W. Babbitt, T. Mossberg. *Opt. Commun.*, **65**, 185–811 (1988).
- [65] A.C. Riis-Jensen, M.N. Gjerding, S. Russo, K.S. Thygesen. *Phys. Rev. B*, **102**, 201402 (2020).
- [66] M. He, J. Cai, H. Zheng et al. *Nat. Mater.*, **23**, 224–229 (2024).
- [67] Q.H. Wang, K. Kalantar-Zadeh, A. Kis, J.N. Coleman, M.S. Strano. *Nature Nanotechnology*, **7** (11), 699–712 (2012).
- [68] S. Zhang, S. Guo, Z. Chen, Y. Wang, H. Gao, J. Gómez-Herrero et al. *Chem. Soc. Rev.*, **47** (3), 982–1021 (2018).
- [69] M.V. Kovalenko, L. Protesescu, M.I. Bodnarchuk. *Science*, **358** (6364), 745–750 (2017).
- [70] J. Ryou, Y.S. Kim, K.C. Santosh, K. Cho. *Sci. Rep.*, **6** (1), 29184 (2016).
- [71] L. Yuan, W. Hu, H. Zhang, L. Chen, Q. Wang. *Front. Bioeng. Biotechnol.*, **8**, 21 (2020).
- [72] P.C. Wu, T.H. Kim, A. Suvorova, M. Giangregorio, M. Saunders, G. Bruno, A.S. Brown, M. Losurdo. *Small*, **7** (6), 751–756 (2011).
- [73] P.M. Архипов. *Квант. электрон.*, **55** (5), 324 (2025).