09

Динамические микрорезонаторы при столкновении униполярных прямоугольных импульсов самоиндуцированной прозрачности в плотной газовой среде

© Р.М. Архипов [1], О.О. Дьячкова [1,2], М.В. Архипов [1], А.В. Пахомов [2], Н.Н. Розанов [1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 30.12.2024 г.
В окончательной редакции 30.12.2024 г.
Принята к публикации 28.01.2025 г.

В отличие от обычных многоцикловых импульсов, резонансно возбуждающих квантовые переходы в среде, униполярные световые импульсы с ненулевой электрической площадью могут быть использованы для сверхбыстрого возбуждения квантовых систем. При взаимодействии таких импульсов с резонансной средой может возникать много интересных эффектов, активно изучаемых в последние годы. К ним относится недавно предсказанная авторами возможность создания динамических микрорезонаторов, возникающих при столкновении таких импульсов в среде. В настоящей работе на основании численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха изучена динамика таких резонаторов в плотной трехуровневой среде при столкновении униполярных импульсов прямоугольной формы, действующих подобно 2π-импульсам самоиндуцированной прозрачности. В отличие от ранних исследований, рассмотрен случай „несимметричного" столкновения, когда импульсы входят в среду в разные моменты времени и сталкиваются не в ее центре. Показана возможность формирования структур различной формы в разных областях среды после каждого последующего столкновения.

Ключевые слова: предельно короткие импульсы, аттосекундные импульсы, динамические микрорезонаторы, оптическое переключение, оптическая память.

DOI: 10.61011/OS.2025.02.59970.7515-24

Введение

Генерация электромагнитных импульсов аттосекундной длительности сделала возможным изучение и управление движением электронов в атомах, молекулах и твердых телах [1–3], что привело к появлению аттосекундной физики [4–7] и присуждению Нобелевской премии за работы в этой области в 2023 г. [8]. Обычно получаемые импульсы содержат несколько полуволн поля противоположной полярности. Для изучения сверхбыстрых процессов, протекающих в квантовых системах, нужны импульсы предельно короткой длительности в заданном спектральном интервале — униполярные (полуцикловые) импульсы из одной полуволны поля. Они обладают ненулевой электрической площадью, определяемой как интеграл от напряженности электрического поля по времени $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в данной точке пространства [9–12]:

$$\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt. \qquad (1)$$

Такие импульсы, если их длительность меньше периода оборота электрона по боровской орбите, могут эффективно передавать механический момент электрону [13–18]. Это может позволить изучать динамику атомных систем на сверхмалых временных интервалах, менее боровского периода [13–18]. Подобные импульсы могут применяться для сверхбыстрого возбуждения квантовых систем, изучения динамики связанных электронов в атомах, молекулах и наноразмерных структурах [19–22], голографии со сверхвысоким временным разрешением [23], создания сверхбыстрых аттосекундных переключателей [24], для генерации электрон-позитронных пар [25], для систем сверхбыстрой петагерцовой электроники [26] и других приложений.

На сегодняшний день вопросы существования и получения таких импульсов хорошо изучены, результаты последних исследований резюмированы в недавних обзорах [27–29] и главе монографии РАН [30]. Например, такие импульсы могут быть получены при быстром торможении электронов в тонких мишенях [31,32], при нелинейных процессах в плазме [33], во вложенных квантовых ямах [34], в квантовых точках [35], в средах с магнитным гистерезисом [36], сверхизлучении остановленной поляризации [37–39] и другими способами. Также рассматривается возможность управления временной формы таких импульсов — получение унипо-

лярных импульсов необычной формы (прямоугольной и треугольной) в оптическом и терагерцовом диапазонах [37–41] и в форме солитонов [42]. Взаимодействие импульсов необычной формы является слабоизученным на сегодняшний день, но и они могут быть использованы для управления квантовыми системами — атомами [43] и квантовыми кубитами [44,45].

Отметим, что физика взаимодействия униполярных импульсов с квантовыми системами на таких малых временных масштабах (полцикла колебаний поля) существенно отличается от случая многоцикловых импульсов. Многие традиционные явления оптики становятся невозможными или протекают по совершенно иным сценариям, что делает взаимодействие таких импульсов со средой важной актуальной задачей [27–30]. Исследования, проводимые в последнее время (см. обзоры и монографию [27–30]), привели к изучению ряда новых явлений, которые могут иметь перспективные приложения в современной сверхбыстрой оптике и аттосекундной физике.

К одному из таких явлений относится активно изучаемая в последнее время возможность создания высокодобротных динамических микрорезонаторов (ДМ), возникающих при столкновении униполярных импульсов со средой (см. [46–52] и обзор [53]). ДМ возникают в условиях когерентного взаимодействия униполярных импульсов со средой, т.е. когда длительности импульсов и задержки между ними меньше времени фазовой памяти среды (времени релаксации поляризации среды) T_2.

При столкновении импульсов в среде в ней могут возникать области размером порядка (или менее) длины волны резонансного перехода, для которых разность населенностей имеет практически постоянное значение. За пределами этой области она меняется скачком на другое постоянное значение или на периодическую „брэгговскую“ решетку разности населенностей. Такая структура представляет собой „динамический микрорезонатор“ — ДМ [46–52], параметрами которого можно управлять за счет последующих столкновений между импульсами и другими способами (что приводит к использованию термина „динамический“). Добротность таких структур при высокой концентрации рабочих атомов среды может достигать 1000 и выше [52]. Отметим, что подобные „квазирезонаторы“ могут возникать при нелинейном самовоздействии одиночного импульса в среде, что приводит к замедлению импульса в среде и его последующей полной остановке [54]. Эти обстоятельства делают подобные структуры интересным объектом исследований, имеющих перспективные приложения для создания ячеек памяти на атомной когерентности [55], сверхбыстрых аттосекундных переключателей [48] и других применений, рассмотренных в обзоре [53].

В работах [46,50] изучались ДМ при столкновении униполярных импульсов необычной формы в двух- и трехуровневой среде. Формирование локализованных в пространстве „брэгговских“ микрорезонаторов при столкновении одноцикловых 2π-импульсов самоиндуцированной прозрачности (СИП) изучалось в работе [48]. В работе [49] была показана возможность формирования ДМ даже в случае неперекрывающихся полуцикловых импульсов в трехуровневой среде. В работе [51] был предложен простой аналитический подход, основанный на приближенном решении уравнения Шредингера в приближении слабого поля, предсказывающий формирование ДМ на каждом резонансном переходе многоуровневой среды. Этот подход был детально расширен в последующей работе [52], где изучалось поведение ДМ как в сильном, так и в слабом полях при разной полярности сталкивающихся импульсов и концентрации двухуровневых атомов. Результаты ранних исследований динамики ДМ при столкновении полуцикловых импульсов в среде резюмированы в обзоре [53] и цитируемой литературе.

В упомянутых исследованиях [46–48,50–53] рассматривался случай „симметричного“ столкновения импульсов, когда импульсы входят в среду одновременно и сталкиваются в ее центре. В таком случае ДМ всегда локализован в центре среды, в области перекрытия импульсов, и симметричен относительно него. Результаты численных расчетов в работе [52], в которой рассматривалась динамика ДМ при симметричном столкновении прямоугольных импульсов СИП в двухуровневой среде, показали, что форма наводимых ДМ и их локализация в пространстве оставались качественно похожими друг на друга после каждого последующего столкновения. Менялись лишь характеристики наводимых структур — глубина решеток, их пространственная частота. Поиск новых возможностей управления параметрами данных структур является предметом рассмотрения настоящей работы.

В настоящей работе на основании численного решения системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды совместно с волновым уравнением изучается поведение ДМ при „несимметричном“ столкновении униполярных импульсов необычной временной формы с длительностью в аттосекундном диапазоне в плотной трехуровневой среде. Импульсы входят в среду навстречу друг другу в разные моменты времени и сталкиваются не в центе среды. Это позволяет получать ДМ иной формы, чем в случае симметричного столкновения. В качестве параметров трехуровневой среды использовались параметры, реализуемые в атомарном водороде.

Обнаружено необычное поведение ДМ — после каждого последующего столкновения между импульсами ДМ может возникать уже в другой области внутри среды. Более того, форма каждого последующего ДМ может сильно отличаться от предыдущего. Приведенные результаты в отличие от ранее полученных в случае симметричных столкновений позволяют более широко управлять параметрами наводимых ДМ, варьировать их форму, характеристики и создавать их в разных областях

среды. Эти результаты показывают возможность применения униполярных импульсов необычной временной формы (прямоугольной), взаимодействие которых со средой слабо изучено на сегодняшний день, для сверхбыстрого управления свойствами квантовых систем.

Уравнения модели, рассматриваемая система и обоснование применимости используемых допущений

Для изучения динамики ДМ под действием униполярных импульсов необходимо использовать и решать численно систему материальных уравнений для среды совместно с волновым уравнением для напряженности электрического поля, описывающим эволюцию напряженности электрического поля в среде, без традиционно используемых приближений медленно меняющихся амплитуд и вращающейся волны. В качестве материальных уравнений используется система уравнений для матрицы плотности, среда моделируется в трехуровневом приближении. Данная система уравнений имеет следующий вид [56]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{21} = -\frac{\rho_{21}}{T_{21}} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{22}-\rho_{11}) -i\,\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{23} + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{31}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{32} = -\frac{\rho_{32}}{T_{32}} - i\omega_{32}\rho_{32} - i\,\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{22}) -i\,\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{21}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{31} = -\frac{\rho_{31}}{T_{31}} - i\omega_{31}\rho_{31} - i\,\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{11}) -i\,\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{32} + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{21}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} = \frac{\rho_{22}}{T_{22}} + \frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\,\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^{*}) -i\,\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^{*}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} = -\frac{\rho_{22}}{T_{22}} - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^{*}) - i\,\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^{*}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} = -\frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\,\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^{*}) + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^{*}), \quad (7)$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12}\mathrm{Re}\,\rho_{12}(z,t) + 2N_0 d_{13}\mathrm{Re}\,\rho_{13}(z,t) +2N_0 d_{23}\mathrm{Re}\,\rho_{23}(z,t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = 4\,\frac{\pi}{c^2}\,\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}. \quad (9)$$

Решаемая система уравнений (2)–(9) содержит следующие параметры: z — продольная координата, N_0 — концентрация частиц, P — поляризация среды, E — напряженность электрического поля, ρ_{21}, ρ_{32}, ρ_{31} — недиагональные элементов матрицы плотности, определяющие динамику поляризации среды, d_{12}, d_{13}, d_{23} — дипольные моменты переходов, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, ω_{12}, ω_{32}, ω_{31} — частоты резонансных переходов, переменные ρ_{11}, ρ_{22}, ρ_{33} — населенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно, T_{ik} — времена релаксации. В газах и охлажденных до криогенных температур квантовых точках [57] величины времен релаксации могут иметь значения в десятки и сотни наносекунд. Эти значения намного длиннее рассматриваемых в настоящей работе процессов, поэтому конечными значениями времен релаксации ниже пренебрегается.

В численных расчетах рассматривалась область интегрирования длиной $L = 12\lambda_0$. Исследуемая трехуровневая среда располагалась между точками $z_1 = 2\lambda_0$ и $z_2 = 10\lambda_0$. Между средой и границами области интегрирования располагался вакуум. Прямоугольные импульсы моделировались гипергауссовой функцией и запускались в среду с левой и правой границ области интегрирования навстречу друг другу в виде

$$E(z=0,t) = E_{01}e^{-\frac{(t-\Delta_1)^{20}}{\tau^{20}}}, \quad (10)$$

$$E(z=L,t) = E_{02}e^{-\frac{(t-\Delta_2)^{20}}{\tau^{20}}}. \quad (11)$$

Задержки Δ_1 и Δ_2 регулировали моменты входа импульсов в среду. Подбирая величины задержек, можно варьировать точку, в которой импульсы сталкивались. В случае симметричного столкновения, когда импульсы одновременно входят в среду, очевидно, $\Delta_1 = \Delta_2$. В нашем рассмотрении точки столкновения импульсов будут чередоваться между двумя положениями z_{I} и z_{II}, расстояние между которыми определяется величиной задержки между импульсами, отнесенной к скорости их распространения: $|z_{\mathrm{I}} - z_{\mathrm{II}}| = (|\Delta_1 - \Delta_2|)/c_i$. На границе области интегрирования выбирались нулевые граничные условия, „отражающие“ импульсы обратно в среду, что позволяло задавать последовательность импульсов.

Мы рассматриваем трехуровневую модель среды, параметры которой (частоты и дипольные моменты переходов) соответствуют трем нижним уровням в атоме водорода (без учета тонкого и сверхтонкого расщепления уровней). Эти параметры приведены в таблице и взяты из книги [58].

Мы использовали значение концентрации $N_0 = 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, при котором достигается высокое значение добротности наводимых ДМ. Отметим, что подобные значения концентрации атомов водорода достигаются при помещении его в матрицу при очень низких температурах [59,60]. Однако полученные ниже выводы являются универсальными и могут быть обнаружены в любой среде с большим значением времени фазовой памяти T_2 [53]. Также результаты численных расчетов, представленных в [18], показали, что возникновение квазирезонатора и явление остановке

Параметры, использованные в численных расчетах

Частота (длина волны λ_0) перехода $1 \to 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Частота (длина волны) перехода $1 \to 3$	$\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{13} = 102.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 3$	$d_{13} = 1.31$ D
Частота (длина волны) перехода $2 \to 3$	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ rad/s ($\lambda_{23} = 656.6$ nm)
Дипольный момент перехода $2 \to 3$	$d_{23} = 12.6$ D
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$
Амплитуда поля	$E_{01} = 210000$ ESU $E_{02} = 210000$ ESU
Параметр τ	$\tau = 200$ as
Задержка Δ_1	$\Delta_1 = 2.5\tau$
Задержка Δ_2	$\Delta_2 = 5.5\tau$

света сохраняется при учете эффектов локального поля в плотной среде. Это обстоятельство позволяет пренебречь эффектами локального поля в подобных задачах.

Рассмотренная выше трехуровневая модель учитывает только три нижних энергетических уровня среды и не учитывает ионизацию среды. Обоснование применимости малоуровневых моделей в подобных задачах приведено, например, в работах [49,53,61]. Действительно, предложенный в [50,52] аналитический подход основан на приближенном решении уравнения Шредингера, предсказывает появление ДМ на каждом резонансном переходе многоуровневой среды за счет интерференции электрических площадей импульсов. В сильных полях, как показывают результаты численного решения временного Шредингера, решетки населенностей все равно возникают даже при учете ионизации среды, которая может быть минимизирована при подборе величины задержки между импульсами [62].

С физической точки зрения сохранение эффектов формирования ДМ в многоуровневых средах объясняется следующими простыми рассуждениями [49,53,61]. Предельно короткий униполярный импульс, действующий как ударное возбуждение, проходя по среде, оставляет после себя осцилляции атомной когерентности (недиагональные элементы матрицы плотности, определяющие поведение поляризации среды) на каждом резонансом переходе среды, которые существуют в течение времени фазовой памяти среды T_2. Каждый последующий такой импульс будет когерентно управлять данными осцилляциями, что приведет к формированию брэггоподобной решетки разности населенностей и возникновению ДМ на каждом резонансом переходе среды, что соответствует теоретическим предсказаниям [49,53,61].

Также отметим, что на практике чаще всего получаются импульсы по форме, близкие к униполярным, содержащие длинный задний фронт противоположной полярности [43]. В общем случае такой фронт может влиять на динамику системы, однако результаты численных расчетов показывают, что если этот фронт достаточно длинный и слабый, то его влияние не существенно [38], поэтому ниже рассматриваются импульсы без заднего фронта. Отметим, что распространение униполярных импульсов на значительные расстояния без значительной потери униполярности может быть реализовано в коаксиальных волноводах [28–30] и описывается одномерным волновым уравнением [63].

После описания уравнений модели рассматриваемой системы и обоснования применяемых приближений перейдем к анализу результатов численного моделирования.

Результаты численного моделирования, случай столкновения прямоугольных СИП импульсов с одинаковой начальной полярностью

В первой серии численных расчетов использовались импульсы одинаковой начальной полярности, $E_{01} = E_{02}$. Параметры импульсов (их длительность, амплитуда) подобраны так, чтобы импульсы действовали подобно 2π-импульсам СИП МакКола и Хана на основном переходе 1-2 [64]: первая половина импульса переводит среду из основного состояния в возбужденное, вторая половина импульса возвращает в основное. С практической точки зрения для создания высокодобротных ДМ [52] необходима высокая концентрация рабочих атомов, $N_0 \sim 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, как в таблице. В большинстве ранних исследованиях динамика ДМ изучалась в случае, когда концентрация частиц среды была малой, так как при большой концентрации форма импульсов меняется при распространении, что приводит к размытию структур ДМ.

Таким образом, для получения качественных структур высокой добротности необходима высокая плотность среды и неизменность формы импульсов при распространении. Для решения этой проблемы можно использовать импульсы СИП - они могут распространяться в среде без изменения формы. И хоть и рассматриваемые нами импульсы не являются солитонами в строгом смысле (об униполярных солитонах СИП см., например, [65,66]), они действуют подобно импульсам СИП и могут распространяться в среде без значительного изменения формы. Поэтому в численных расчетах ниже мы рассматриваем динамику ДМ под действием прямоугольных импульсов СИП в плотной среде.

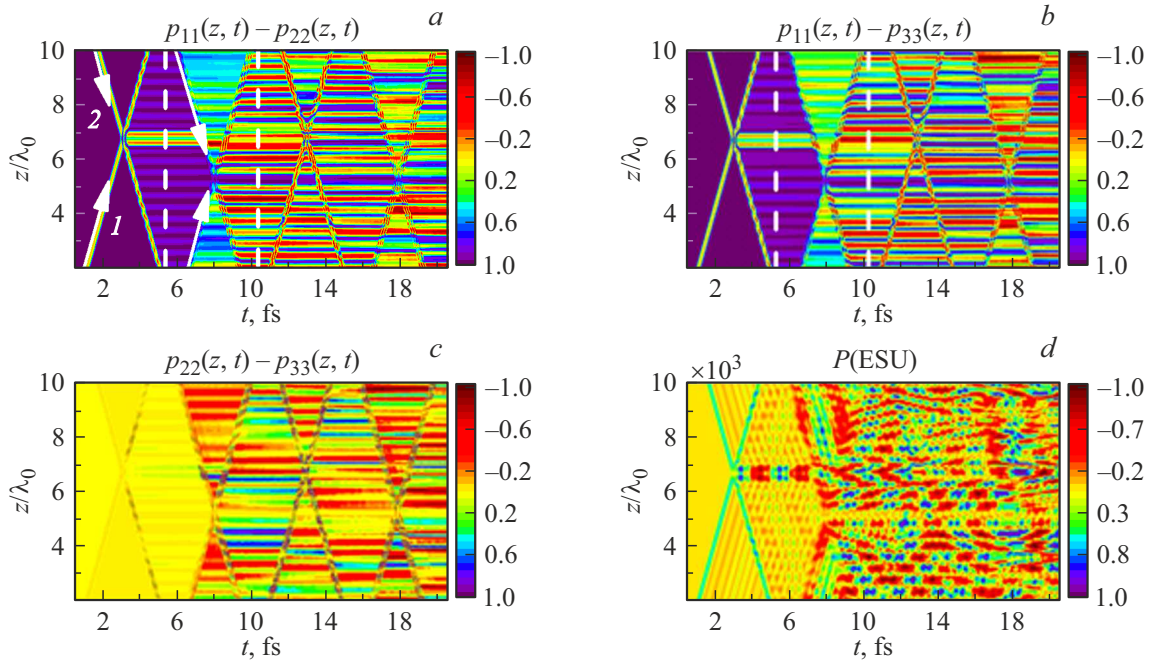

Рис. 1. Пространственно-временная динамика разности населённостей: (*a*) $\rho_{11}-\rho_{22}$, (*b*) $\rho_{11}-\rho_{33}$, (*c*) $\rho_{22}-\rho_{33}$ и поляризации (*d*) P(ESU) трехуровневой среды.

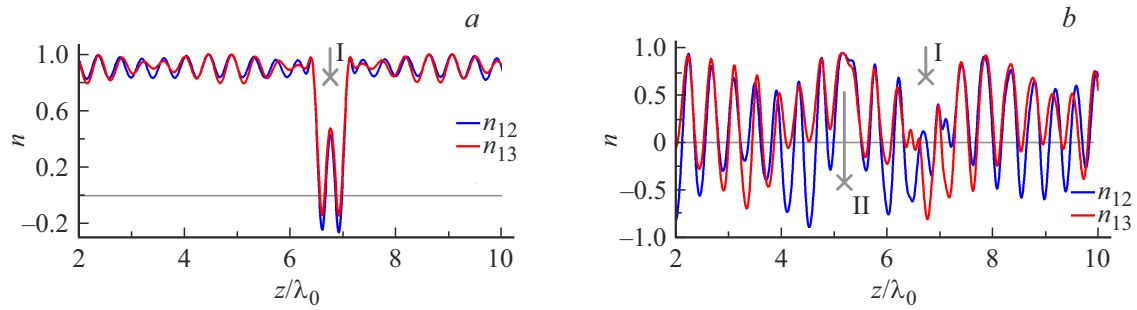

Рис. 2. Мгновенное распределение разности населенностей после (*a*) первого и (*b*) второго прохождения импульсов; сечения отмечены штрихами на рис. 1, *a* и 1, *b*. Синим: $\rho_{11}-\rho_{22}$, красным: $\rho_{11}-\rho_{33}$. Параметры расчета указаны в таблице.

Отметим, что рассматриваемая система является сложной и содержит богатую динамику возможных решений при разных параметрах. Ниже мы ограничимся только рассмотрением динамики системы при параметрах, приведенных в таблице, при несимметричном столкновении прямоугольных импульсов СИП в атомарном газе. Рассмотрение остальных возможных параметров выходит за рамки настоящей работы.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 1-4, на которых изображена динамика поляризации и разности населенностей на всех резонансных переходах среды.

Первое столкновение импульсов происходит в момент времени $t = 5.9$ fs в точке среды $z_{\mathrm{I}} = 6.74\lambda_0$, второе в момент $t = 10.62$ fs в точке $z_{\mathrm{II}} = 6.74\lambda_0$ и т.д. в чередующихся точках среды, расстояние между которыми зависит от задержки между взаимодействующими импульсами. Направления распространения для первых четырех импульсов помечены на рис. 1, *a* стрелками. Мгновенные значения распределения разности населенностей после первого и второго прохождения импульсов представлены на рис. 2, *a* и 2, *b* соответственно, точки столкновения отмечены вертикальными линиями на рисунках.

Из рис. 1 и 2, *a* видно, что после первого столкновения вне области перекрытия импульсов разность населенностей на каждом переходе хотя и принимает вид брэггоподобной решетки, однако имеет практически постоянное значение ($n = 0.8 \sim 1$). В области перекрытия возникает локализованный ДМ нестандартной формы. После второго столкновения, как видно на рис. 2, *b*, ДМ исчезает, однако уже в точке второго столкновения возникает область постоянной разности населенностей. Стоит также отметить, что после второго столкновения и далее видна значительная разница в поведении ин-

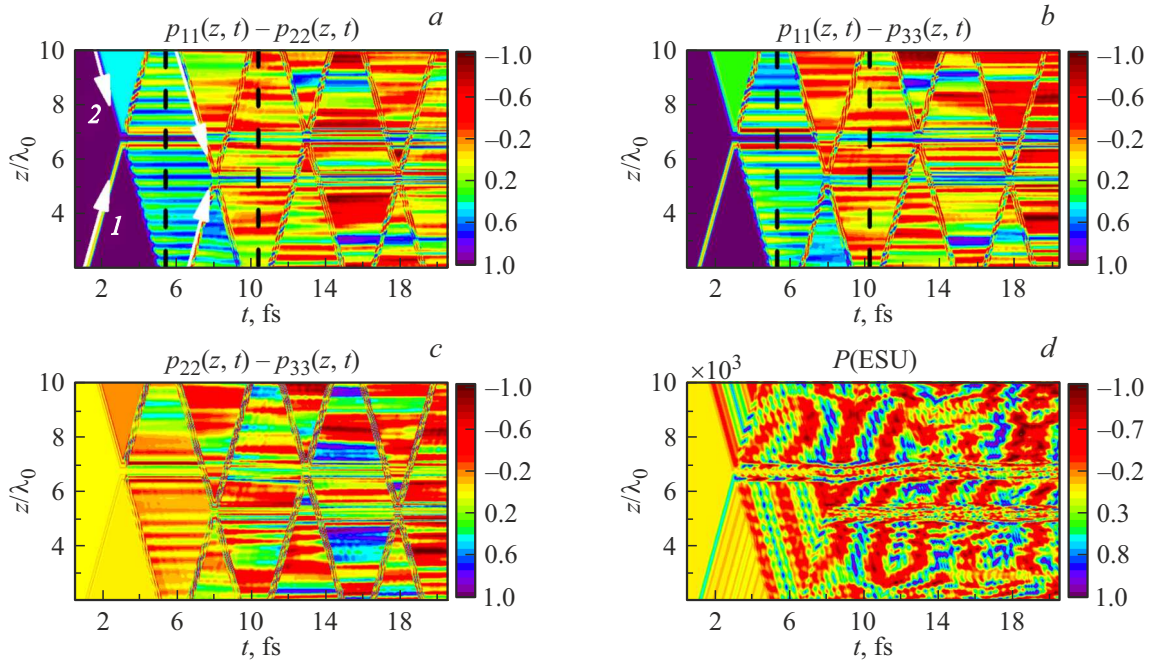

Рис. 3. Пространственно-временная динамика разности населённостей: (*a*) $\rho_{11} - \rho_{22}$, (*b*) $\rho_{11} - \rho_{33}$, (*c*) $\rho_{22} - \rho_{33}$ и поляризации (*d*) P(ESU) трехуровневой среды для случая столкновения импульсов противоположной полярности.

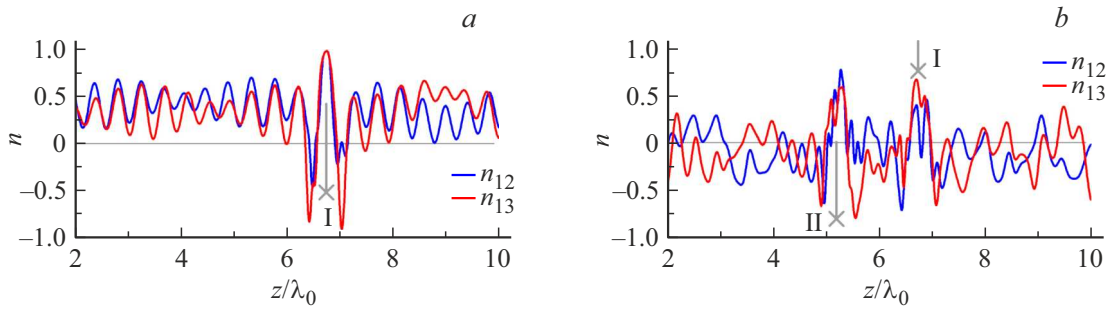

Рис. 4. Мгновенное распределение разности населенностей после (*a*) первого и (*b*) второго прохождения импульсов; сечения отмечены штрихами на рис. 3, *a* и *3*, *b*. Синим: $\rho_{11} - \rho_{22}$, красным: $\rho_{11} - \rho_{33}$. Параметры расчета указаны в таблице.

версии населенностей уровней 1-2 и 1-3, что позволяет говорить о возможности создания различных структур на различных переходах среды.

Результаты численного моделирования, случай столкновения прямоугольных импульсов с противоположной начальной полярностью

В данном разделе изучалось поведение ДМ, когда сталкивающиеся импульсы имели разную начальную полярность, $E_{01} = -E_{02}$. Все прочие параметры совпадают со случаем выше; результаты моделирования представлены на рис. 3.

Мгновенные значения распределения разности населенностей после первого и второго прохождения импульсов представлены на рис. 4, *a* и 4, *b* соответственно, точки столкновения отмечены вертикальными линиями на рисунках.

Как видно на рис. 3 и 4, *a* (в отличие от случая импульсов одной полярности), уже после первого столкновения разности населенностей вне области перекрытия импульсов выражены по-разному для переходов 1-2 и 1-3 и имеют более значительную амплитуду ($n = 0 \sim 0.6$). В области перекрытия возникает ДМ, который, как видно на рис. 4, *b*, теряет свою структуру после второго столкновения. Возникающий в области второго столкновения новый ДМ также не обладает правильной структурой, как и возникающая по бокам решетка разности населенностей.

Стоит отметить, что, как видно на рис. 3 и 4, *b*, форма решеток по бокам становится более „хаотичной“ с каждым последующим столкновением; уже начиная со второго столкновения нельзя говорить о наличии какого-

либо периода структуры. Такое резкое искажение структур не наблюдалось для импульсов одной полярности.

Обсуждение результатов и выводы

Как показали результаты численных расчетов, при несимметричном столкновении импульсов в среде возникают структуры с несимметричным профилем — параметры наводимых брэгговских структур разные слева и справа от области столкновения между импульсами. Как видно из рисунков, каждые последующие столкновения импульсов могут происходить в разных точках среды, отличных от той точки, где произошло первое столкновение импульсов. Это приводит к тому, что возникающие в результате столкновения импульсов ДМ локализованы в разных областях среды.

Данная особенность не наблюдалась ранее в случае симметричного столкновения импульсов. Это необычное поведение системы открывает новые возможности в управлении параметрами наводимых ДМ. Оно позволяет создавать не только структуры управляемого профиля, но и контролировать их местоположение внутри среды — включать структуры в одном месте, затем выключать их и создавать в другом месте. Детальное физическое объяснение всех особенностей поведения системы, наблюдавшихся выше, трудно предложить ввиду сложности и нелинейности рассматриваемой системы. Аналитические решения на сегодняшний день получены только в приближении слабого и заданного поля [50–52].

Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически изучена динамика ДМ при несимметричном столкновении униполярных СИП-подобных 2π-импульсов в плотной трехуровневой среде. Параметры среды были выбраны такими же, как в атоме водорода. Показано, что в отличие от рассмотренного ранее случая симметричного столкновения в среде возникают ДМ „несимметричной“ формы — параметры брэгговских решеток ДМ (глубина и форма решетки) отличаются друг от друга слева и справа от области, в которой импульсы перекрываются. Локализация наводимых ДМ меняется при каждом столкновении импульсов между двумя точками.

Исследованные явления и использование несимметричного столкновения открывают новые возможности в управлении свойствами динамических резонаторов и показывают возможности применения униполярных прямоугольных импульсов света для управления свойствами вещества.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 23-12-00012 (разд. 3) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (разд. 4).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] K. Midorikawa. Nature Photonics, **16**, 267 (2022).
[2] H. Y. Kim, M. Garg, S. Mandal, L. Seiffert, T. Fennel, E. Goulielmakis. Nature, **613**, 662 (2023).
[3] S. Severino, K. Ziems, M. Reduzzi, A. Summers, H.W. Sun, Y.-H. Chien, S. Gräfe, J. Biegert. Nature Photonics, **18**, 731 (2024).
[4] М.Ю. Рябикин, М.Ю. Емелин, В.В. Стрелков. УФН, **193**, 382 (2023). [M.Yu. Ryabikin, M.Yu. Emelin, V.V. Strelkov. Phys. Usp., **66**, 360 (2023)].
[5] L'Huillie. Reviews of Modern Physics, **96**, 030503 (2024).
[6] F. Krausz. Rev. Modern Physics, **96**, 030502 (2024).
[7] P. Agostini. Rev. Modern Physics, **96**, 030501 (2024).
[8] NobelPrize.org. URL: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release
[9] Дж. Джексон. Классическая электродинамика (Мир, М., 1965). [J.D. Jackson. Classical Electrodynamics (John Wiley & Sons, 1962)].
[10] Е.Г. Бессонов. ЖЭТФ, **80**, 852 (1981). [E.G. Bessonov. Sov. Phys. JETP, **53**, 433 (1981)].
[11] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **107**, 761 (2009). [N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **107**, 721 (2009)].
[12] Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов. УФН, **188**, 1347 (2018). [N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov. Phys. Usp., **61**, 1227 (2018)].
[13] X. Song, W. Yang, Z. Zeng, R. Li, Z. Xu. Phys. Rev. A, **82**, 053821 (2010).
[14] R.R. Jones, D. You, P.H. Bucksbaum. Phys. Rev. Lett., **99**, 183003 (1993).
[15] D. Dimitrovski, E.A. Solov'ev, J.S. Briggs. Phys. Rev. A, **72** (4), 043411 (2005).
[16] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **44**, 1202 (2019).
[17] 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)].
[18] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, П.А. Образцов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117** (1), 10 (2023). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, P.A. Obraztsov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **117** (1), 8 (2023)].
[19] 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).
[20] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (6), 063101 (2021).
[21] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **105**, 043103 (2022).
[22] R. Arkhipov, P. Belov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41** (1), 285 (2024).
[23] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **111**, 586 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. JETP Lett., 111, **484** (2020)].
[24] M.T. Hassan. ACS Photonics, **11**, 334 (2024).

[25] I.A. Alexandrov, N.N. Rosanov. Phys. Rev. D, **110**, L111901 (2024).
[26] C. Heide, P.D. Keathley, M.F. Kling. Nat. Rev. Phys., **6**, 648 (2024).
[27] Н.Н. Розанов. УФН, **193**, 1127 (2023). [N.N. Rosanov. Phys. Usp., **66**, 1059 (2023)].
[28] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemprorary Physics, **64** (3), 224 (2023).
[29] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2024.07.039718 [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp., **67** (11), 1129 (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2024.07.039718].
[30] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. *Терагерцовая фотоника. Под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов* (РАН, М., 2023), с. 360–393.
[31] H.-C. Wu, J. Meyer-ter Vehn. Nature Photon., **6**, 304 (2012).
[32] J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, Z. Xu. Sci. Rep., 8, 2669 (2018).
[33] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. Phys. Rev. E, 105, 055203 (2022).
[34] M. Arkhipov, A. Pakhomov, R. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **48**, 4637 (2023).
[35] M.M. Glazov, N.N. Rosanov. Phys. Rev. A, **109** (5), 053523 (2024).
[36] N.N. Rosanov. Opt. Lett., **49** (6), 1493 (2024).
[37] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **106**, 053506 (2022).
[38] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117** (8), 580 (2023). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O. Diachkova, N.N. Rosanov. JETP Lett., **117**, 574 (2023)].
[39] A. Pakhomov, N. Rosanov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Opt. Lett., **48**, 6504 (2023).
[40] E. Ilyakov, B.V. Shishkin, E.S. Efimenko, S.B. Bodrov, M.I. Bakunov. Opt. Express, **30**, 14978 (2022).
[41] A.S. Kuratov, A.V. Brantov, V.F. Kovalev, V.Yu. Bychenkov. Phys. Rev. E, **106**, 035201 (2022).
[42] S.V. Sazonov, N.V. Ustinov. Phys. Rev. A, **98**, 063803 (2018).
[43] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov, I. Babushkin. Opt. Express, **28** (11), 17020 (2022).
[44] M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, A.M. Satanin. Phys. Solid State, **61**, 1515 (2019).
[45] М.В. Бастракова, Н.В. Кленов, А.М. Сатанин. ЖЭТФ, **158** (4), 579 (2020). [M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, A.M. Satanin. JETP, **131**, 507 (2020)].
[46] O.O. Diachkova, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. Opt. Commun., **538**, 129475 (2023).
[47] O. Diachkova, R. Arkhipov, A. Pakhomov, N. Rosanov. Opt. Commun., **565**, 130666 (2024).
[48] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **49** (10), 2549 (2024).
[49] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, N. Rosanov. Phys. Rev. A, **109**, 063113 (2024).
[50] Р.М. Архипов. Квант. электрон., **54** (2), 77 (2024). [R.M. Arkhipov. Bulletin of the Lebedev Physics Institute, **51** (5), S366 (2024)].
[51] Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (5), 532 (2024).
[52] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41** (8), 1721 (2024).
[53] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (9), 919 (2024).
[54] M. Arkhipov, R. Arkhipov, I. Babushkin, N. Rosanov. Phys. Rev. Lett., **128** (20), 203901 (2022).
[55] С.А. Моисеев, М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, Е.С. Моисеев, А.Д. Деев, Ю.Ю. Балега. УФН. DOI: 10.3367/UFNr.2024.06.039694 [S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Yu.Yu. Balega. Phys. Usp., **67**, (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2024.06.039694].
[56] А. Ярив. *Квантовая электроника* (Сов. радио, М., 1980). [A. Yariv. *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons, N.Y., London, Toronto, 1975)].
[57] M. Bayer, A. Forchel. Phys. Rev. B, **65**, 041308 (2002).
[58] С.Э. Фриш. *Оптические спектры атомов* (Государственное издательство физико-математической литературы, М.-Л., 1963).
[59] J. Ahokas, O. Vainio, J. Järvinen, V.V. Khmelenko, D.M. Lee, S. Vasiliev. Phys. Rev. B, **79**, 220505(R) (2009).
[60] J. Järvinen, V.V. Khmelenko, D.M. Lee, J. Ahokas, S. Vasiliev. J. Low Temperature Physics, **162**, 96–104 (2011).
[61] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (4), 434 (2024).
[62] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, П.А. Белов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. ЖЭТФ, **166** (8), 162 (2024).
[63] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **127**, 960 (2019). [N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **127**, 1050 (2019)].
[64] S.L. McCall, E.L. Hahn. Phys. Rev., **183** (2), 457 (1969).
[65] А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов. ЖЭТФ, **114** (5), 1595 (1998). [A.Y. Parkhomenko, S.V. Sazonov. JETP, **87** (5), 864 (1998)].
[66] Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов. Письма в ЖЭТФ, **83**, 337 (2006). [N.V. Vysotina, N.N. Rozanov, V.E. Semenov. JETP Lett., **83**, 279 (2006)].