

Динамика решеток атомных населенностей при столкновении униполярных световых импульсов в многоуровневой резонансной среде

Р.М.Архипов

Аналитически и численно исследуется динамика электромагнитно-индуцированных решеток атомных населенностей при столкновении последовательности униполярных импульсов необычной временной формы (прямоугольной и треугольной) в многоуровневой резонансной среде. Показана возможность наведения динамических микрорезонаторов с брэггopodobными зеркалами, форма которых различна на каждом резонансном переходе среды. Предложено простое аналитическое описание таких микрорезонаторов на основе приближенного решения временного уравнения Шредингера, когда амплитуда возбуждающих импульсов мала. В случае мощных импульсов, когда не применима теория возмущений, результаты численных расчетов показали исчезновение микрорезонаторов и возникновение решеток негармонической формы при увеличении числа столкновений между импульсами. Изученные явления показывают возможность применения униполярных импульсов необычной формы для сверхбыстрого управления свойствами среды.

Ключевые слова: униполярные импульсы, прямоугольные импульсы, треугольные импульсы, субцикловые импульсы, решетки разности населенностей, динамические резонаторы, фемтосекундные импульсы, аттосекундные импульсы, когерентные эффекты.

1. Введение

Генерация электромагнитных импульсов с длительностью в несколько периодов колебаний поля относится к актуальным темам современной оптики [1–3]. С помощью получаемых на практике фемтосекундных и аттосекундных импульсов удается осуществлять сверхбыстрое управление динамикой волновых пакетов в веществе [4–6]. Актуальность данного направления современной оптики связана с развитием работ по получению аттосекундных импульсов и их применению [7].

Обычно получаемые на практике импульсы являются гармоническими и содержат несколько осцилляций поля за время их длительности. В фиксированном спектральном диапазоне наименьшей длительностью обладает униполярный полуволновый импульс, содержащий всего одну полуволну напряженности поля [8]. Для таких импульсов важной характеристикой является электрическая площадь, определяемая в заданной точке пространства как [9–11]

$$S_E = \int E(\mathbf{r}, t) dt, \quad (1)$$

где $E(\mathbf{r}, t)$ – напряженность электрического поля; t – время; \mathbf{r} – радиус-вектор.

Возможностям генерации и применения униполярных полуволновых импульсов посвящены обзоры [8, 12–14],

Р.М.Архипов. Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия, 190034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 6 марта 2024 г., после доработки – 16 апреля 2024 г.

монография [15], а также цитируемая в них литература. Такие импульсы ввиду однонаправленного воздействия на микрообъекты могут быстро передавать импульс заряженной частице и, следовательно, являются привлекательным инструментом для реализации сверхбыстрого возбуждения и управления свойствами различных квантовых систем и других приложений [16–20]. Помимо получения полуволновых импульсов, имеющих форму полуволны напряженности электрического поля (см., напр., [21–25]), становится актуальным и активно прорабатывается вопрос управления временной формой таких импульсов. В работах [27–31] теоретически показана возможность получения униполярных импульсов необычной формы, такой как прямоугольная и треугольная, в оптическом и терагерцевом (ТГц) диапазонах. Квазиуниполярные импульсы в ТГц диапазоне в форме предвестников, имеющие форму, близкую к прямоугольной, недавно удалось получить экспериментально в работе [32]. Отметим, что униполярные импульсы такой необычной формы хорошо известны в радиоэлектронике, но вопрос их получения в оптическом и прилегающем диапазонах не рассматривался.

Другим возможным применением субцикловых предельно коротких импульсов является создание и сверхбыстрое управление решетками разности населенностей в резонансных средах (см. обзор [33] и цитируемую в нем литературу). Такие решетки возникают при когерентном взаимодействии импульсов со средой, когда длительность импульсов и задержки между ними гораздо меньше времени релаксации поляризации среды T_2 . Ранее аналогичные решетки изучались при воздействии длинных квазимонохроматических пучков, не перекрывающихся в среде [34–36], и нашли применение в эхо-голографии [37].

Применение предельно коротких импульсов позволяет гораздо быстрее создавать такие решетки и управлять ими на временах порядка половины периода колебаний поля в случае одно- и полуволновых импульсов [33]. В ра-

ботах [38–41] изучалась возможность создания и сверхбыстрого управления решетками населенностей с помощью последовательности предельно коротких импульсов, когда импульсы одномоментно не перекрываются в среде.

Предсказанная совсем недавно возможность получения фемтосекундных униполярных импульсов необычной формы делает актуальной задачу исследования их когерентного взаимодействия с веществом [27–32], которая на сегодняшний день практически не рассматривалась ввиду необычности формы таких импульсов. В работах [42, 43] рассматривалась возможность управления состоянием кубитов с помощью прямоугольных импульсов. В работе [44] показана возможность селективного управления населенностями связанных состояний единичного атома с помощью прямоугольных импульсов, в работе [45] – возможность формирования динамических микрорезонаторов, возникающих при столкновении прямоугольных униполярных световых импульсов, которые действовали как 2π -импульсы самоиндуцированной прозрачности в двухуровневой среде. В этом случае в области перекрытия импульсов возникал всплеск населенностей, имевший пространственный размер порядка размера импульсов (половина длины волны резонансного перехода), а остальная часть среды была практически не возбуждена. В среде возникал локальный «квазирезонатор», добротность которого могла достигать $\sim 10^3$ в плотной среде [45].

В задачах когерентного взаимодействия мощных униполярных импульсов необычной формы со средой использование двухуровневого приближения может быть недостаточно для полного понимания динамики микрорезонаторов и решеток населенностей. Задача когерентного взаимодействия таких импульсов с многоуровневыми средами, когда импульсы сталкиваются в среде, на сегодняшний день, по нашим сведениям, не ставилась и не рассматривалась.

В настоящей работе, предположительно, впервые аналитически и численно изучается динамика решеток разности населенностей и динамических микрорезонаторов при столкновении униполярных импульсов необычной формы (прямоугольной и треугольной) в многоуровневой среде. Предложен аналитический подход, показывающий возможность наведения динамических микрорезонаторов с брэггopodobными зеркалами; он основан на приближенном решении временного уравнения Шредингера в первом порядке теории возмущений, когда амплитуда поля возбуждающих импульсов мала. В случае мощных импульсов проводились численные расчеты с помощью системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды совместно с волновым уравнением. Показано, что в многоуровневой среде возникают микрорезонаторы с разными характеристиками (формой решеток и их глубиной модуляции) на каждом резонансном переходе среды, что делает динамику системы более обширной по сравнению с ранее изученной автором в двухуровневой среде [45] (имеющей только один резонансный переход). Показано также, что с увеличением числа столкновений между импульсами возникающий после первого столкновения динамический микрорезонатор может исчезать. При этом в среде формируются негармонические пространственные решетки разности населенностей и сложные структуры поляризации.

2. Приближение слабых полей

В данном разделе рассматривается приближенное аналитическое описание микрорезонаторов под действием сталкивающихся импульсов прямоугольной формы в многоуровневой разреженной среде, когда импульсы имеют малую амплитуду и справедлива теория возмущений. В этом случае используются следующие допущения (аналогичные допущения использовались при изучении динамики решеток под действием не перекрывающихся в среде импульсов [41]). Среда считается разреженной, что позволяет пренебречь изменением формы падающих импульсов при распространении и влиянием соседних атомов среды друг на друга. Поведение атома в поле падающих импульсов описывается нестационарным уравнением Шредингера для волновой функции. Падающее поле считается слабым, что позволяет использовать первый порядок теории возмущений для расчета населенностей под действием падающих импульсов. При этих допущениях задача о возбуждении протяженной среды встречными импульсами может быть сведена к задаче о возбуждении одиночного атома (тонкого слоя) последовательностью импульсов с переменной задержкой [41].

Пусть среда возбуждается парой одинаковых униполярных импульсов, имеющих прямоугольную форму и действующих с задержкой Δ . Выражение для напряженности поля обоих импульсов записывается в виде

$$E_1(t) = \begin{cases} E_0 & \text{при } 0 < t < \tau, \\ 0 & \text{при прочих } t; \end{cases} \quad (2)$$

$$E_2(t) = \begin{cases} E_0 & \text{при } \tau + \Delta < t < \Delta + 2\tau, \\ 0 & \text{при прочих } t. \end{cases} \quad (3)$$

Для простоты считаем изменение напряженности поля ступенчатым. Конечная длительность фронтов будет учтена в численном моделировании (разд.3–5). В случае протяженной среды задержка между импульсами $\Delta \sim z/c$, т. е. равна времени прихода импульсов в точку среды с координатой z (c – скорость света). В случае малой амплитуды импульса населенность k -го уровня энергии может быть вычислена в первом порядке теории возмущений с помощью выражения [46]

$$w_k = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} \left| \int E(t) \exp(i\omega_{1k}t) dt \right|^2. \quad (4)$$

Здесь d_{1k} – дипольный момент перехода, ω_{1k} – частота резонансного перехода. Используя формулу (4), нетрудно найти выражение для населенностей при воздействии пары прямоугольных импульсов (2) и (3) [40, 44]:

$$w_k = 4 \frac{d_{1k}^2 E_0^2}{\omega_{1k}^2 \hbar^2} (1 - \cos \omega_{1k} \tau) [1 + \cos \omega_{1k} (\Delta + \tau)]. \quad (5)$$

Предположим, что рассматриваемая среда расположена вдоль оси z между точками $z = z_1$ и $z = z_2$, а прямоугольные импульсы (2) и (3) распространяются навстречу друг другу и сталкиваются в центре среды в точке с координатой $z = z_{\text{col}}$. Для расчета значения населенностей в этой точке (и в малой пространственной области вблизи нее) необходимо положить в (5) нулевое значение задержки между импульсами, $\Delta = 0$. Тогда получаем следующее выражение:

$$w_k = 2 \frac{d_{1k}^2 E_0^2}{\omega_{1k}^2 \hbar^2} [1 - \cos(2\omega_{1k} \tau)]. \quad (6)$$

Вне области перекрытия импульсов, при $z < z_{\text{col}}$ и $z > z_{\text{col}}$, импульсы не перекрываются, и для расчета значения населенностей в этой области справедливо выражение (5), в котором в случае протяженной среды время прихода импульсов в точку среды с координатой z равно $\Delta \sim z/c$. Выражение (5) показывает возникновение гармонической решетки населенностей по обе стороны от области перекрытия импульсов на заданном резонансном переходе среды. Таким образом, в области перекрытия импульсов (вблизи точки $z = z_{\text{col}}$ и малой окрестности слева и справа от нее) населенность имеет практически постоянное значение, определяемое выражением (6), в которое входят параметры импульса и резонансного перехода – его частота и дипольный момент, а по обе стороны от области перекрытия возникает периодическая решетка населенностей (аналогична брэгговскому зеркалу). В этом смысле можно говорить о появлении микрорезонатора в среде с управляемыми параметрами. Очевидно, если импульсы столкнутся еще раз, параметры данных микрорезонаторов изменятся в зависимости от того, спустя какой интервал во времени после первого столкновения произойдет второе столкновение. Аналогичные, но более громоздкие выражения для населенностей можно получить и для импульса треугольной формы.

Таким образом, данный простой подход предсказывает, что при столкновении прямоугольных импульсов малой амплитуды в многоуровневой среде возможно появление микрорезонатора, имеющего «зеркала» брэгговского типа на краях (гармоническое распределение населенностей (5) на каждом резонансном переходе среды, разрешенном в дипольном приближении). Согласно выражению (5) глубина модуляции наводимых решеток населенностей определяется возбудителем дипольного момента перехода и амплитуды возбуждающего поля и обратно пропорциональна квадрату частоты перехода. Из этого следует, что при малой амплитуде возбуждающих импульсов микрорезонатор со значительной глубиной модуляции решеток будет возникать для низкочастотных (низколежащих) переходов, а высокочастотные переходы будут возбуждены слабее.

Данный аналитический подход ввиду принятых выше допущений, разумеется, имеет недостатки. Он предсказывает появление только решеток гармонического типа в слабом поле. Такой подход также не учитывает динамику наведенной поляризации (когерентности) среды. В многоуровневой среде под действием мощного излучения именно динамика поляризации определяет поведение решеток населенностей.

Для изучения динамики разности населенностей и поляризации среды необходимо проводить численные расчеты на основе самосогласованной системы материальных уравнений для матрицы плотности многоуровневой среды совместно с волновым уравнением для напряженности электрического поля, что будет сделано в последующих разделах.

3. Уравнения модели

Рассмотрим взаимодействие прямоугольных и треугольных световых импульсов со средой, используя известную систему модельных уравнений. Среда описывается в трехуровневом приближении с помощью системы материальных уравнений для элементов матрицы плотности, которые имеют вид [47]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = -\frac{\rho_{21}}{T_{21}} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{23}, \quad (7)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = -\frac{\rho_{31}}{T_{31}} - i\omega_{13}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{32}, \quad (9)$$

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

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

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

Здесь $\rho_{21}, \rho_{32}, \rho_{31}$ – недиагональные элементы матрицы плотности, определяющие динамику поляризации среды $P(z, t)$; $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}$ – диагональные элементы матрицы плотности, имеющие смысл населенностей 1-го, 2-го и 3-го уровней среды соответственно; $\omega_{12}, \omega_{32}, \omega_{31}$ определяют частоты резонансных переходов среды; d_{12}, d_{13} – дипольные моменты этих резонансных переходов. Дипольный момент перехода $d_{23} = 0$.

С помощью недиагональных элементов матрицы плотности вычисляется поляризация среды в форме

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

Эта поляризация является источником электрического поля, динамика которого описывается одномерным волновым уравнением для электрического поля $E(z, t)$:

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}. \quad (14)$$

Уравнения (7)–(12) содержат времена релаксации T_{ik} . Самосогласованная система уравнений (7)–(14) решалась численно методом конечных разностей для волнового уравнения (14) [48] и с помощью метода Рунге–Кутты 4-го порядка для уравнений (2)–(13). Область интегрирования располагалась между точками $z = 0$ и $z = L = 12\lambda_0$ (λ_0 – длина волны основного перехода). Шаг по пространству составлял $\Delta z = \lambda_0/100$, шаг по времени – $\Delta t = \Delta z/c$. Использование одномерной модели оправдано в коаксиальных волноводах [49], в которых отсутствует частота отсечки.

Среда располагалась в центре области интегрирования между точками $z = 4\lambda_0$ и $z = 8\lambda_0$. По обоим краям среды был вакуум. На концах области интегрирования использовались нулевые граничные условия (идеальные зеркала). Когда импульсы достигали краев области, они отражались и затем вновь возвращались в среду. В качестве начальных условий в среду из вакуума – из крайней левой точки $z = 0$ и крайней правой точки $z = L$ рассматриваемой области – навстречу друг другу запускалась пара одинаковых прямоугольных импульсов, описываемых гипергауссой функцией:

$$E(z = 0, t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{t - 2.5\tau}{\tau}\right)^{20}\right],$$

$$E(z = L, t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{t - 2.5\tau}{\tau}\right)^{20}\right].$$

Амплитуда импульса $E_0 = 50000$ СГСЭ, $\tau = 700$ ас.

Для придания общности полученным результатам параметры среды носили в основном модельный характер и выбирались следующим образом: $\omega_{12} = 2.69 \times 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 700$ нм), $d_{12} = 20$ Д, $\omega_{13} = 2\omega_{12}$, $d_{23} = 2d_{12}$, $\omega_{23} = \omega_{13} - \omega_{12}$, $d_{13} = 0$, $N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$; времена релаксации T_{1k} выбирались одинаковыми и составляли 1 нс. В рассматриваемой геометрии импульсы распространялись навстречу друг другу и сталкивались в центре среды в точке $z_{\text{col}} = 6\lambda_0$. Затем импульсы выходили из среды, отражались от границ области интегрирования, на которых размещались идеальные зеркала, распространялись в среде, снова сталкивались в ней и так далее. Результаты численного расчета приведены ниже. При выбранных значениях концентрации атомов форма импульсов при распространении не изменялась.

4. Результаты моделирования в случае импульсов прямоугольной формы

На рис.1,а–в показана динамика разности населенностей на каждом резонансном переходе трехуровневой среды в зависимости от координаты и времени; рис.1,г иллюстрирует динамику поляризации среды. Направленные распространения первых двух импульсов 1 и 2 в моменты их входа в среду показаны стрелками на рис.1,а.

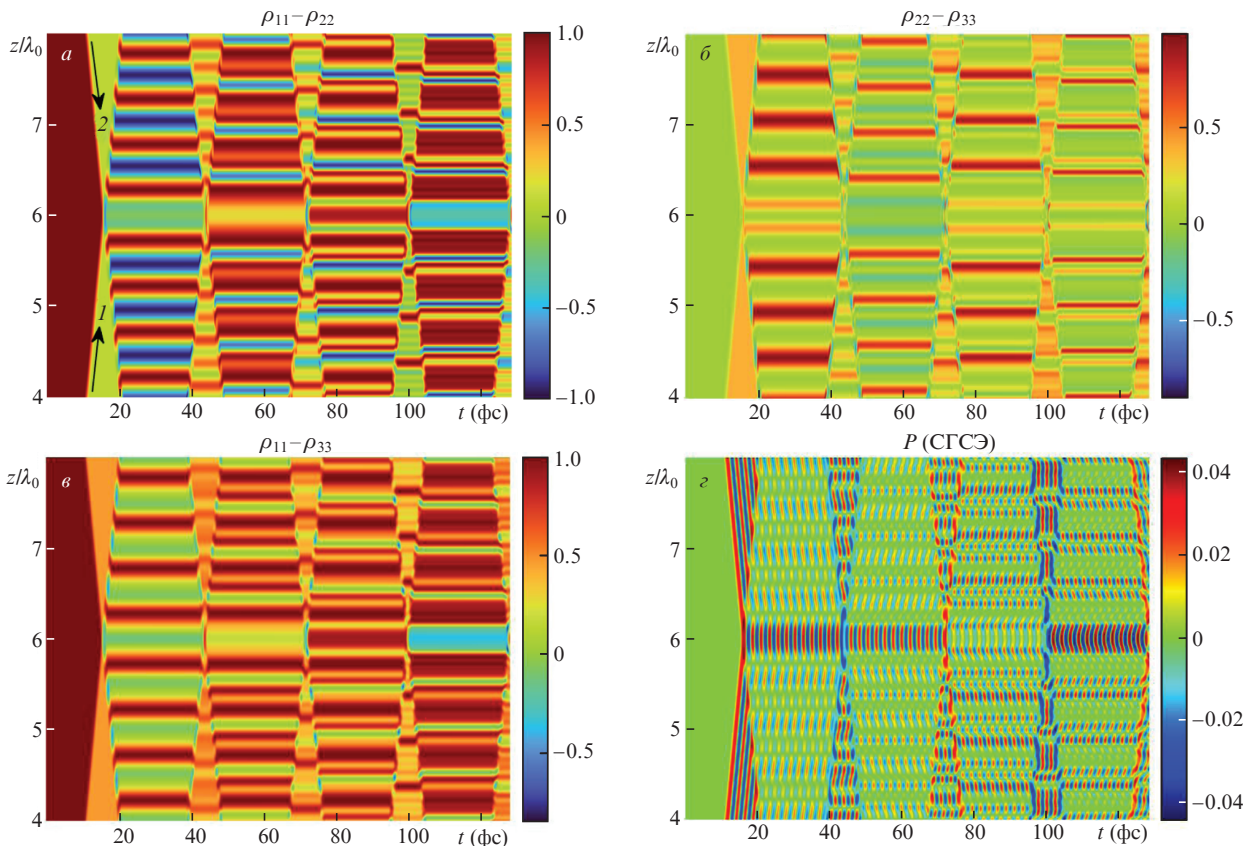


Рис.1. Пространственно-временная динамика разностей населенностей $\rho_{11} - \rho_{22}$ (а), $\rho_{22} - \rho_{33}$ (б) и $\rho_{11} - \rho_{33}$ (в), а также пространственно-временная динамика поляризации $P(z, t)$ (г) трехуровневой среды в случае прямоугольных импульсов.

Видно, что система имеет динамику, отличную от динамики в случае двухуровневой среды [45]. Рассмотрим полученные результаты подробнее.

Первое столкновение импульсов происходит в точке $z_{\text{col}} = 6\lambda_0$ в момент времени $t_{c1} \approx 15$ фс. В этой области, в окрестности точки z_{col} , разность населенностей имеет практически постоянное значение на каждом резонансном переходе среды. Однако форма микрорезонаторов, как следует из рис.1,а, б, разная на каждом переходе среды. Так, на основном переходе 1–2 (рис.1,а) разность населенностей в области столкновения практически постоянна, а по краям от нее отчетливо видно возникновение квазигармонических решеток населенностей, т.е. возникает микрорезонатор с брэггopodobными зеркалами. Данный результат качественно согласуется с предсказаниями, полученными в рамках теории возмущений в разд.2.

На переходе 2–3 (рис.1,б) возникает аналогичный микрорезонатор, но возникающие при этом слева и справа от области перекрытия импульсов решетки населенностей имеют меньшую глубину модуляции; на переходе 1–3 (рис.1,в) после первого столкновения возникает периодическая решетка населенностей, и формирования микрорезонатора не происходит.

После второго столкновения, которое происходит в момент времени $t_{c2} \approx 44$ фс, форма наводимых решеток становится все более сложной – отличной от простой гармонической, предсказываемой в рамках теории возмущений. Так, на переходах 1–2 и 2–3 (рис.1,а и б) наведенный ранее микрорезонатор все еще сохраняется, но «размывается»: в области перекрытия импульсов разность населенностей по-прежнему практически постоянна, но возника-

ющая по бокам брэгговская решетка имеет иную форму, по сравнению с формой после первого столкновения.

С увеличением числа столкновений форма решеток становится все более сложной, что приводит к еще более сильному размыванию динамического микрорезонатора и его полному исчезновению. Таким образом, динамика наводимых структур в многоуровневой среде является более сложной, чем в двухуровневой среде, в которой имеет место всего один резонансный переход. Зависимости разности населенностей от координаты вне области перекрытия импульсов отличаются от простой гармонической зависимости, которая получается в слабом поле в первом порядке теории возмущений.

Физическая причина такого сложного поведения разности населенностей связана с динамикой поляризации среды (рис.1,з), которая не учитывалась в рамках простого аналитического рассмотрения, приведенного в разд.2. Проходящие импульсы оставляют после себя колебания недиагональных элементов матрицы плотности (когерентности среды) на частоте каждого резонансного перехода. Эти колебания вызывают появление волн поляризации, которые движутся навстречу друг другу до момента столкновения импульсов ($t_{cl} \approx 15$ фс на рис.1,з). Затем проходящие импульсы после столкновения в точке z_{col} распространяются в областях среды слева и справа от этой точки и когерентно управляют колебаниями поляризации на частоте каждого резонансного перехода в каждой точке среды. На каком-то переходе эти колебания усиливаются, на каком-то – ослабляются, что приводит к возникновению гармонических решеток населенностей на каждом переходе после первого столкновения. Однако после последующих столкновений, как видно из рис.1,з, поведение поляризации становится все более сложным. Это приводит к размыванию микрорезонаторов и их последующему полному исчезновению.

Отметим, что описанные микрорезонаторы аналогичны резонаторам с брэгговскими зеркалами, которые записывают в оптических волокнах при интерференции перекрывающихся квазимонохроматических лазерных пучков [50, 51]. Однако рассматриваемые нами структуры существенно отличаются от вышеупомянутых, т. к. являются нестационарными и существуют в течение ограниченного промежутка времени, определяемого временами релаксации среды.

5. Результаты моделирования в случае импульсов треугольной формы

Рассмотрим теперь динамику решеток населенностей и поляризации трехуровневой среды при столкновении униполярных импульсов треугольной формы. Возможность получения таких импульсов в оптическом и ТГц диапазонах за счет свержизлучения так называемого импульса остановленной поляризации в нелинейной среде была показана недавно в работах [27, 29]. В работе [30] показана возможность взаимного преобразования униполярных импульсов необычной формы – из прямоугольной в треугольную и наоборот – за счет их временного интегрирования и дифференцирования в тонких металлических пленках.

Как и в разд.4, будем считать, что в среду в начальный момент времени навстречу друг другу запускается пара идентичных симметричных импульсов, но имеющих треугольную форму:

$$E(z = 0, t) = E_0 \text{triang}[t - 2.5\tau, \tau],$$

$$E(z = L, t) = E_0 \text{triang}[t - 2.5\tau, \tau].$$

Амплитуда импульсов $E_0 = 10^5$ СГСЭ, их длительность $\tau = 1$ фс. Во временной области импульс представляет собой симметричный равнобедренный треугольник с острой вершиной. Остальные параметры были такими же, как и в случае прямоугольных импульсов.

На рис.2,а–в показана динамика разности населенностей на каждом резонансном переходе среды в зависимости от координаты и времени. Рис.2,г иллюстрирует динамику поляризации среды. Поведение системы имеет как сходства, так и существенные различия со случаем прямоугольных импульсов, рассмотренным выше. Треугольные импульсы, как и прямоугольные, сталкиваются в момент времени $t_{cl} \approx 15$ фс в центре среды, в точке $z_{col} = b\lambda_0$. На основном переходе (рис.2,а), как и в предыдущем случае, после первого столкновения возникает микрорезонатор с брэггоподобными зеркалами. Он также возникает и на других резонансных переходах (см. рис.2,б, в), что связано с взаимодействием падающих импульсов со встречными волнами поляризации среды (рис.2,з). Однако после 2-го и последующих столкновений ситуация кардинальным образом меняется на всех рассматриваемых переходах (рис.2,а–в): возникновение микрорезонатора не происходит, вместо него в среде возникает сложная решетка разности населенностей, форма которой отлична от гармонической и от формы в случае прямоугольных импульсов. Сложное поведение системы и пространственная форма решеток, отличная от простой гармонической, которая получается в рамках теории возмущений, также связаны с формированием сложных структур поляризации среды под действием поля мощных импульсов (рис.2,з).

Таким образом, динамика решеток населенностей в многоуровневой среде под действием мощных униполярных импульсов необычной формы может иметь сложную форму, отличную от гармонической, получаемой в рамках теории возмущений, когда амплитуда импульсов возбуждения мала и среда слабо возбуждена.

6. Заключение

В данной работе, по имеющимся у нас сведениям, впервые аналитически и численно изучена динамика решеток населенностей при столкновении прямоугольных и треугольных фемтосекундных униполярных импульсов в многоуровневой среде. Предложен простой аналитический подход, основанный на приближенном решении временного уравнения Шредингера в приближении слабого поля (по теории возмущений), показывающий возможность создания и управления динамическими микрорезонаторами, создаваемыми на каждом резонансном переходе среды и имеющих разные параметры. При этом в области перекрытия импульсов разность населенностей имеет практически постоянное значение, а слева и справа от нее возникает гармоническая решетка разности населенностей (брэггоподобные зеркала).

В случае сильного поля, когда теория возмущений не применима и среда сильно возбуждена, проведено численное решение системы материальных уравнений для элементов матрицы плотности трехуровневой среды совместно с волновым уравнением. При этом наблюдались

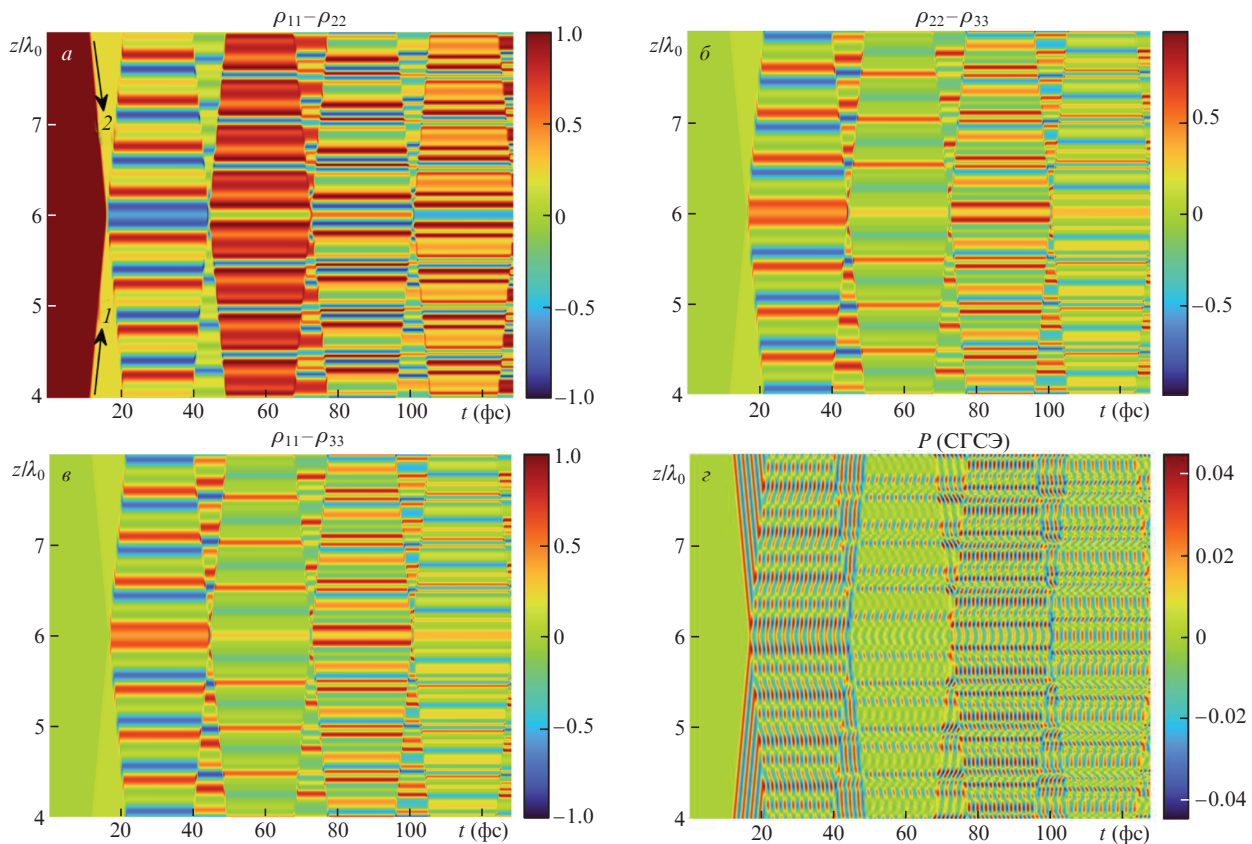


Рис.2. Пространственно-временная динамика разностей населенностей $\rho_{11}-\rho_{22}$ (а), $\rho_{22}-\rho_{33}$ (б) и $\rho_{11}-\rho_{33}$ (в), а также пространственно-временная динамика поляризации $P(z, t)$ (г) трехуровневой среды в случае импульсов треугольной формы.

существенные отличия от результатов, полученных в приближении слабого поля. Микрорезонатор с брэгггоподобными зеркалами возникал после первого столкновения между импульсами (прямоугольными и треугольными). В случае прямоугольных импульсов форма импульса размывалась после 2-го столкновения. Результаты численных расчетов показали исчезновение микрорезонатора после последующих столкновений прямоугольных импульсов и формирование сложных решеток населенностей негармонической формы. В случае треугольных импульсов при выбранных параметрах модели микрорезонатор возникал только после первого столкновения импульсов и полностью исчезал при последующих столкновениях, после которых в среде возникали негармонические решетки населенностей сложной формы.

Важно отметить, что в приведенном исследовании для создания решеток использовались униполярные импульсы негармонической формы – прямоугольной и треугольной. Негармоничность временной формы возбуждающих импульсов приводит к тому, что форма наводимых ими решеток разности населенностей, наблюдаемая в численных расчетах, является негармонической, в отличие от случая, когда для создания решеток использовались биполярные импульсы, имеющие гармоническую форму [38, 39]. Полученные результаты открывают новые направления исследований в оптике униполярных импульсов с использованием импульсов необычной формы для сверхбыстрого управления состоянием среды.

Результаты данной работы показывают возможность сверхбыстрого изменения оптических свойств среды как в пространстве, так и во времени, поэтому представляют интерес в физике временных и пространственно-времен-

ных фотонных кристаллов [52, 53], а также дают возможность реализовать аттосекундные оптические переключатели с помощью униполярных импульсов [54].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 23-12-00012 (численные расчеты, разд.4 и 5) и Государственного задания ФТИ им. А.Ф.Иоффе, тема 0040-2019-0017 (аналитические результаты, разд.2).

1. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
2. Midorikawa K. *Nat. Photonics*, **16**, 267 (2022).
3. Hui D., Alqattan H., Yamada S., Pervak V., Yabana K., Hassan M. *Nat. Photonics*, **16**, 33 (2022).
4. Calegari F. et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 062001 (2016).
5. Inzani G., Adamska L., Eskandariasl A., et al. *Nat. Photonics*, **17**, 1059 (2023).
6. Lorient V., Boyer A., Nandi S., et al. *Nat. Phys.*, **20**, 1 (2024).
7. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release>.
8. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. *Квантовая электроника*, **50** (9), 801 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (9), 801 (2020)].
9. Джексон Дж. *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965) [Jackson J.D. *Classical Electrodynamics* (Hoboken, NY: Wiley, 1997)].
10. Бессонов Е.Г. *ЖЭТФ*, **80**, 852 (1981) [*Sov. Phys. JETP*, **53**, 433 (1981)].
11. Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **107**, 761 (2009) [*Opt. Spectrosc.*, **107**, 721 (2009)].
12. Сазонов С.В. *Оптика и спектроскопия*, **130** (12), 1846 (2022) [*Opt. Spectrosc.*, **130** (12), 1573 (2022)].
13. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Образцов П.А., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **117** (1), 10 (2023) [*JETP Lett.*, **117** (1), 8 (2023)].
14. Розанов Н.Н. *УФН*, **193**, 1127 (2023) [*Phys. Usp.*, **66**, 1059 (2023)].
15. Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Пахомов А.В., в кн. *Терагерцовая фотоника*. Под ред. В.Я.Панченко, А.П.Шкуринова (М.: изд-во РАН, 2023, с. 360–393).

16. Wetzels A., Gürtler A., Noordam L.D., Robicheaux F., Dinu C., Muller H.G., Vrakking M., van der Zande J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 273003 (2002).
17. Moskalenko A.S., Zhu Z.-G., Berakdar J. *Phys. Rep.*, **672**, 1 (2017).
18. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **44**, 1202 (2019).
19. Rosanov N., Tumakov D., Arkhipov M., Arkhipov R. *Phys. Rev. A*, **104** (6), 063101 (2021).
20. Pakhomov A., Rosanov N., Arkhipov M., Arkhipov R. *JOSA B*, **41** (1), 46 (2024).
21. Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O., Zhokhov P., Garg M., Karpowicz N., Zheltikov A.M., Pervak V., Krausz F., Goulielmakis E. *Nature*, **530**, 66 (2016).
22. Wu H.-C., Meyer-ter Vehn J. *Nat. Photonics*, **6**, 304 (2012).
23. Xu J., Shen B., Zhang X., Shi Y., Ji L., Zhang L., Xu T., Wang W., Zhao X., Xu Z. *Sci. Rep.*, **8**, 2669 (2018).
24. Xin Q., Wang Y., Yan X., Eliasson B. *Phys. Rev. E*, **107**, 035201 (2023).
25. Arkhipov M., Pakhomov A., Arkhipov R., Rosanov N. *Opt. Lett.*, **47** (16), 4637 (2023).
26. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Belov P.A., Tolmachev Yu.A., Babushkin I. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 046001 (2016).
27. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N., Babushkin I. *Sci. Rep.*, **9**, 7444 (2019).
28. Kuratov A.S., Brantov A.V., Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **106**, 035201 (2022).
29. Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N., Arkhipov R. *Phys. Rev. A*, **106** (5), 053506 (2022).
30. Пахомов А.В., Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. *Квантовая электроника*, **51** (11), 1000 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (11), 1000 (2021)].
31. Pakhomov A., Rosanov N., Arkhipov M., Arkhipov R. *Opt. Lett.*, **48** (24), 6504 (2023).
32. Пуяков И.Е., Shishkin B.V., Efimenko E.S., Bodrov S.B., Bakunov M.I. *Opt. Express*, **30**, 14978 (2022).
33. Архипов Р.М. *Письма в ЖЭТФ*, **113** (10), 636 (2021) [*JETP Lett.*, **113** (10), 611 (2021)].
34. Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R. *Phys. Rev.*, **141**, 391 (1966).
35. Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **27** (12), 685 (1978) [*JETP Lett.*, **27** (12), 648 (1978)].
36. Моисеев С.А., Штырков Е.И. *Квантовая электроника*, **18** (4), 447 (1991) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **21** (4), 403 (1991)].
37. Штырков Е.И. *Оптика и спектроскопия*, **114** (1), 105 (2013) [*Opt. Spectrosc.*, **114** (1), 96 (2013)].
38. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **41**, 4983 (2016).
39. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Sci. Rep.*, **7** (1), 12467 (2017).
40. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. *Квантовая электроника*, **49** (10), 958 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (10), 958 (2019)].
41. Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Sci. Rep.*, **11**, 1961 (2021).
42. Bastrakova M.V., Klenov N.V., Satanin A.M. *Phys. Solid State*, **61**, 1515 (2019).
43. Бастраскова М.В., Кленов Н.В., Сатанин А.М. *ЖЭТФ*, **158** (4), 579 (2020) [*JETP*, **131**, 507 (2020)].
44. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Express*, **28**, 17020 (2020).
45. Diachkova O.O., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. *Opt. Commun.*, **538**, 129475 (2023).
46. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1989).
47. Яриш А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980) [Yariv A. *Quantum Electronics* (N.Y., London, Toronto: John Wiley & Sons Publ., 1975)].
48. Taflov A., Hagness S. *Computational Electrodynamics* (Artech House, 2000).
49. Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **127**, 960 (2019) [*Opt. Spectrosc.*, **127**, 1050 (2019)].
50. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1085 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (12), 1085 (2005)].
51. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (Acad. Press, 2009).
52. Sharabi Y., Dikopoltsev A., Lustig E., Lumer Y., Segev M. *Optica*, **9** (6), 585 (2022).
53. Lustig E., Segal O., Saha S., Fruhling C., Shalaev V. M., Boltasseva A., Segev M. *Opt. Express*, **31** (6), 9165 (2023).
54. Hassan M.T. *ACS Photonics*, **11**, 334 (2024).