Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 3, с. 151 – 158

Сверхизлучение протяженной резонансной среды, возбуждаемой полуцикловыми аттосекундными импульсами

А. В. Пахомов[+1)], *М. В. Архипов*[+1)], *Н. Н. Розанов*[+*1)], *Р. М. Архипов*[+*1)]

[+] *Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

[*] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 12 июня 2022 г.
После переработки 19 июня 2022 г.
Принята к публикации 19 июня 2022 г.

В данной работе продемонстрирован необычный характер сверхизлучения в протяженном слое двухуровневой среды при воздействии на нее пары униполярных импульсов. Показано, что вследствие интерференции излученных резонансной средой вторичных волн отклик такого слоя в отражении представляет собой пару полуцикловых униполярных импульсов разной полярности, следующих с временной задержкой, прямо пропорциональной толщине слоя. Источником такого сверхизлучения является монополярный полупериодный импульс остановленной поляризации, создаваемый первым возбуждающим импульсом и выключаемый вторым возбуждающим импульсом. Обнаруженный эффект может использоваться для управления формой предельно коротких импульсов в резонансных средах.

DOI: 10.31857/S1234567822150046, EDN: jfkoec

Введение. В последние годы в связи с достигнутым прогрессом в получении предельно коротких импульсов аттосекундной длительности [1, 2] все более актуальными становятся исследования по взаимодействию таких импульсов с различными средами [3–6].В отличие от длинных многоцикловых импульсов, для предельно коротких импульсов на передний план выходят другие физические величины. Одной из них является электрическая площадь импульса электромагнитного излучения, которая определяется выражением [7]:

$$S_E = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)dt, \qquad (1)$$

где $E(t)$ – напряженность электрического поля в заданной точке пространства, t – время. Отметим, что впервые величина, определенная аналогично выражению (1), использовалась в работах [8–10] при описании распространения предельно коротких импульсов и их воздействия на многоуровневые квантовые системы. В случае обычных многоцикловых импульсов напряженность электрического поля многократно меняет знак в течение длительности импульса, так что электрическая площадь (1) таких импульсов равна нулю. Однако для субцикловых импульсов возможно получение импульсов с отличной от нуля электрической площадью, которые называются униполярными. В последние годы было предложено множество способов получения таких униполярных импульсов в терагерцовом и оптическом диапазонах, см. обзор [11] и работы [12–20]. Экспериментально униполярные импульсы были получены совсем недавно в терагерцовом диапазоне частот [21, 22]. Стоит также отметить, что электрическая площадь импульса обладает уникальным свойством сохранения при одномерном распространении [7].

Уникальной особенностью униполярных импульсов является их способность быстро и эффективно передать импульс движения квантовой системе вследствие постоянства знака электрического поля в импульсе. При условии, что длительность униполярного импульса много меньше характерного времени движения волнового пакета в квантовой системе, воздействие таких импульсов будет полностью определяться величиной электрической площади импульса [11]. Вследствие этого, униполярные импульсы могут применяться для более быстрого и эффективного управления волновыми пакетами в веществе, чем при использовании многоцикловых биполярных импульсов, а также ускорения зарядов и др. приложений, см. обзор [11] и цитируемую литературу. Также при описании взаимодействия униполярных импульсов с квантовыми системами становятся неприменимы стандартные представления, применимые при взаимодействии длинных многоцикловых импульсов – физика взаимодействия становит-

[1)] e-mail: antpakhom@gmail.com; m.arkhipov@spbu.ru; nnrosanov@mail.ru; arkhipovrostislav@gmail.com

ся иной, если длительность импульса короче орбитального периода электрона в основном состоянии [11]. Поэтому, полученные результаты обуславливают дальнейший интерес к изучению эффектов, связанных со взаимодействием униполярных импульсов с различными оптическими средами.

В данной работе теоретически исследуется возбуждение протяженного слоя двухуровневой среды парой униполярных субцикловых импульсов. В частности, мы рассматриваем случай, когда временная задержка между возбуждающими импульсами в точности равна половине периода резонансных колебаний двухуровневой среды. При таких условиях второй униполярный импульс останавливает колебания наведенной в среде поляризации после первого импульса. В работе показано, что вследствие явления сверхизлучения резонансных центров в протяженном слое среды отраженное поле будет состоять из двух униполярных импульсов разной полярности, следующих со значительной временной задержкой между ними. Полученный эффект может представлять интерес для управления формой субцикловых импульсов в резонансных оптических средах.

Излучение импульса остановленной поляризации. Ранее была предложена и активно изучалась возможность оптического управления наведённой поляризацией в нелинейной резонансной среде для получения униполярных и одноцикловых импульсов, см. обзоры [11, 23] и цитируемую литературу. Основная идея состояла в том, что пара следующих друг за другом ультракоротких возбуждающих импульсов воздействует на резонансные атомы таким образом, что первый из импульсов вызывает колебания наведенного дипольного момента атома на его резонансной частоте, а второй импульс – останавливает эти колебания. Для реализации такой динамики падающие импульсы должны удовлетворять двум условиям. Во-первых, длительность каждого из импульсов должна быть много меньше периода резонансных колебаний, чтобы воздействие на резонансные атомы можно было приблизительно считать мгновенным. Во-вторых, задержка между импульсами должна быть в точности равна половине периода резонансных колебаний, так как лишь в этом случае второй импульс полностью останавливает колебания наведенного дипольного момента. В результате излучаемое поле в дальней зоне имеет вид квазиуниполярного импульса.

Отдельный интерес представляет подобное излучение не от единичного резонансного центра, а от целого набора таких излучателей в силу возможности наблюдения эффектов коллективного излучения. Действительно, в случае подобного когерентного управления излучением множества резонансных атомов может наблюдаться явление сверхизлучения, когда происходит конструктивная интерференция излучений многих синфазно осциллирующих диполей [24–28]. В зависимости от геометрии рассматриваемой задачи в результате могут возникать более сложные формы оптического отклика среды [23].

Один из частных случаев такого коллективного излучения остановленной поляризации был исследован ранее, где рассматривалась генерация одноциклового импульса ТГц или оптического излучения от тонкого слоя нелинейной резонансной среды в одномерном приближении, см. обзор [23] и цитируемую литературу. Как было показано, интерференция откликов отдельных излучателей приводит к получению одноциклового отраженного импульса в ближнем поле. При этом слой среды предполагался оптически тонким, что обеспечивало сфазированное излучение от всего слоя при использовании возбуждающих импульсов с плоским волновым фронтом. Случай же оптически протяженной среды ранее не рассматривался.

Во всех рассмотренных работах в качестве рабочей среды использовалась модельная среда из двух нелинейно-связанных осцилляторов с сильно различающимися частотами. Практическим примером подобной среды служит рамановская, или комбинационно-активная среда, для описания которой часто используется модель нелинейно-связанных электронного и ядерного осцилляторов [29]. В то же время очевидный интерес состоит в попытке распространения полученных результатов на другие классические модели, к примеру, стандартных резонансных сред с несколькими уровнями.

В данной работе мы рассматриваем излучение импульса остановленной поляризации, во-первых, в двухуровневой системе, а во-вторых, для случая оптически протяженной среды. Двухуровневая среда является наиболее широко распространенной моделью резонансной среды, которая использовалась для теоретического изучения множества оптических явлений [30], в том числе связанных с воздействием предельно коротких импульсов на вещество [31]. Большая же толщина слоя по сравнению с длиной волны резонансного перехода может позволить получить новые эффекты, связанные с интерференцией вторичных волн отдельных излучающих центров. В частности, можно ожидать, что проявление явления сверхизлучения в такой геометрии приведет к усилению излучаемого резонансными центрами импульса остановленной поляризации и получению более сложных профилей оптического отклика слоя.

Стоит остановиться на том, в какой степени двухуровневое приближение может быть использовано для описания взаимодействия ультракоротких, в частности субцикловых, импульсов с резонансной средой. Так, во многих атомарных газах (гелий, атомарный водород и др.) высоко возбужденные уровни лежат относительно близко к первому возбужденному, так что расстояние между уровнями с ростом главного квантового числа быстро уменьшается. В результате вклад таких высоко возбужденных уровней в колебания поляризации среды будет заключаться лишь в наличии заднего фронта малой амплитуды, которым можно в первом приближении пренебречь [23]. Помимо этого, результаты численного решения временного уравнения Шредингера показали, что вероятность ионизации атома ультракороткими импульсами в ряде случаев может быть крайне мала (порядка 10^{-11}), даже несмотря на то, что энергия фотонов больше потенциала ионизации [23]. Лучше всего двухуровневое приближение будет описывать отклик среды, если два рассматриваемых квантовых уровня удалены от остальных уровней, не затрагиваемых спектром возбуждающих импульсов. В таком случае частота рассматриваемого резонансного перехода лежит в терагерцовом, дальнем или среднем инфракрасном диапазоне. Выполнение перечисленных условий в конечном итоге обосновывает возможность применения двухуровневого приближения.

Постановка задачи. Рассмотрим протяженный слой двухуровневой резонансной среды, возбуждаемый парой униполярных импульсов с плоским волновым фронтом, падающих на слой перпендикулярно (см. рис. 1). Импульсы линейно поляризованы в направлении, перпендикулярном направлению распространения. В такой постановке задачи возможно перейти от трехмерной геометрии к одномерной. Толщина слоя предполагается много большей, чем длина волны, соответствующая основному резонансному переходу в среде. Важно отметить, что сведение задачи к одномерной с практической точки зрения оправдано лишь в тех случаях, когда характерные поперечные размеры рассматриваемой системы существенно превосходят ее продольные размеры, а точнее говоря, если расстояние от слоя резонансной среды до детектора существенно меньше дифракционной длины. Другой подходящей ситуацией является распространение импульсов в коаксиальных волноводах, где ранее была продемонстрирована возможность эффективно одномерного распространения униполярных импульсов [11].

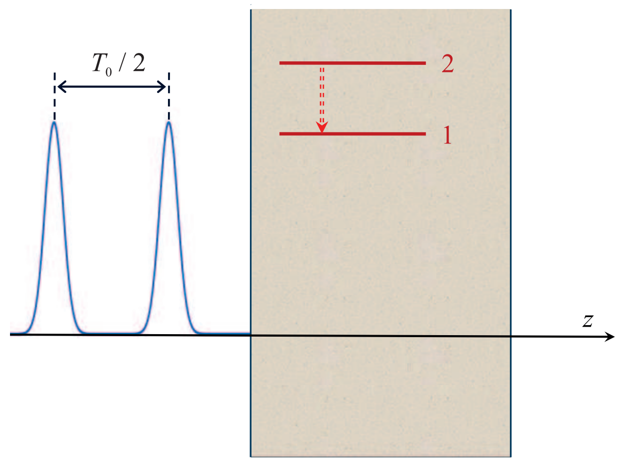

Рис. 1. (Цветной онлайн) Общая схема рассматриваемой системы: два возбуждающих униполярных импульса, следующих с временной задержкой $T_0/2$ между ними, падают на протяженный слой двухуровневой среды

Временная задержка между обоими возбуждающими униполярными импульсами выбирается равной полупериоду основного резонансного перехода в среде $T_0/2$. В таком случае, такая пара импульсов может эффективно управлять откликом среды, а именно первый импульс возбуждает осцилляции поляризации среды на резонансной частоте, тогда как второй импульс – останавливает эти колебания [11, 23]. При этом длительность возбуждающих импульсов должна быть много меньше периода резонансного перехода среды. Стоит отметить, что результат воздействия на резонансную среду не изменится, если строго униполярные импульсы заменить на более простые в получении квази-униполярные, содержащие длинный хвост малой амплитуды и противоположной полярности и потому имеющие нулевую электрическую площадь (1) [32].

Для описания отклика двухуровневой среды будем использовать стандартные уравнения для матрицы плотности резонансной среды [33]:

$$\frac{\partial \rho_{12}(z,t)}{\partial t} = = -\frac{\rho_{12}(z,t)}{T_2} + i\omega_0\rho_{12}(z,t) - \frac{i}{\hbar}d_{12}E(z,t)n(z,t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = = -\frac{n(z,t)-n_0(z)}{T_1} + \frac{4}{\hbar}d_{12}E(z,t)\mathrm{Im}\,\rho_{12}(z,t), \quad (3)$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12}\mathrm{Re}\,\rho_{12}, \quad (4)$$

где P – поляризация среды, ρ_{12} – недиагональный элемент матрицы плотности двухуровневой среды,

$n = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населенностей уровней двухуровневой среды, N_0 – объемная концентрация активных центров, d_{12} – дипольный момент рабочего перехода в среде, E – напряженность электрического поля, ω_0 – частота резонансного перехода среды ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ – длина волны резонансного перехода), n_0 – равновесная разность заселенностей двух рабочих уровней в отсутствие электрического поля ($n_0 = 1$ для поглощающей среды), T_1 – время релаксации населенности верхнего уровня, T_2 – время релаксации поляризации среды, c – скорость света в вакууме, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка. Уравнения для среды должны быть дополнены одномерным волновым уравнением для электрического поля:

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}. \qquad (5)$$

Совместное решение системы уравнений (2)–(5), дополненных соответствующими начальными и граничными условиями, позволяет рассчитать как отраженное от слоя поле, так и прошедший через среду импульс.

Результаты моделирования. Уравнения (2)–(5) решались численно методом конечных разностей во времени (FDTD). Возбуждающие униполярные импульсы были взяты в форме Гауссовых импульсов:

$$E(t) = E_0 e^{-t^2/\tau_p^2} + E_0 e^{-(t-T_0/2)^2/\tau_p^2},$$

с амплитудой E_0 и длительностью τ_p. На рисунке 2 показан пример полученного в отражении от слоя импульса. Как видно из рис. 2, отраженное поле состоит из двух униполярных полуцикловых импульсов противоположной полярности, разделенных по времени. При этом в промежутке между полуцикловыми импульсами электрическое поле близко к нулю. Параметры среды, использовавшиеся при моделировании, отвечают газовым средам. Основное значение здесь играет сравнительно низкая объемная концентрация активных центров, которая легко может быть реализована в газовых средах, а также большие значения времен релаксации T_1, T_2 по сравнению с периодом резонансного перехода в среде, что также обычно имеет место в газовых средах. В то же время точные значения длины волны или периода резонансного перехода не столь существенны, так как важна лишь малость длительности возбуждающих импульсов по сравнению с периодом резонансного перехода.

Характер полученного отклика среды имеет ясное физическое объяснение. Поле, излучаемое каждым отдельным двухуровневым центром в слое, как легко показать, представляет собой одноцикловый импульс, т.е. один период синусоиды. Этот результат

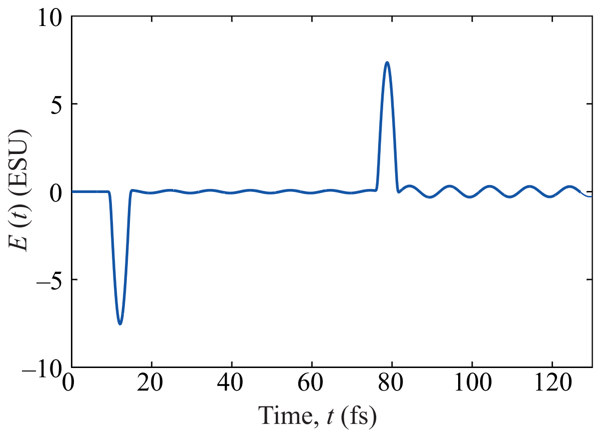

Рис. 2. (Цветной онлайн) Пример поля, полученного в отражении от протяженного слоя двухуровневой среды. Параметры системы: длина волны резонансного перехода $\lambda_0 = 3$ мкм ($T_0 = 10$ фс), дипольный момент $d_{12} = 5$ Д, концентрация активных центров $N_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$, толщина слоя среды 10 мкм, времена релаксации $T_1 = T_2 = 1$ нс, возбуждающие униполярные импульсы имели Гауссову форму с длительностью $\tau_p = 300$ ас и амплитудой электрического поля $E_0 = 10^5$ ед. СГС

напрямую следует из выбора временной задержки между возбуждающими униполярными импульсами равной полупериоду рабочего резонансного перехода $T_0/2$. В результате первый из импульсов возбуждает среду, инициируя колебания наведенной поляризации на частоте ω_0, тогда как второй импульс за счет выбора временной задержки останавливает эти колебания. Этот результат становится особенно наглядно виден, если построить мгновенное распределение поляризации среды $P(z,t)$ внутри слоя в некоторый момент времени, когда оба возбуждающих импульса находятся внутри среды, см. рис. 3. Как хорошо видно, распределение поляризации представляет собой полуволну, зажатую между двумя возбуждающими униполярными импульсами и распространяющуюся вместе с ними. Слабые осцилляции поляризации, остающиеся в среде после прохождения импульсов, возникают вследствие неполной остановки осцилляций поляризации среды вторым униполярным импульсом из-за его постепенной трансформации в процессе распространения в слое. При этом поле, излучаемое резонансными центрами среды, в рассматриваемой одномерной геометрии пропорционально не самой поляризации среды, а ее первой производной по времени [11, 23]:

$$E_{\text{rad}}(z,t) = -\frac{2\pi}{c}\int_{z_1}^{z_2}\frac{\partial P}{\partial t}\left(z', t - \frac{|z-z'|}{c}\right)dz', \qquad (6)$$

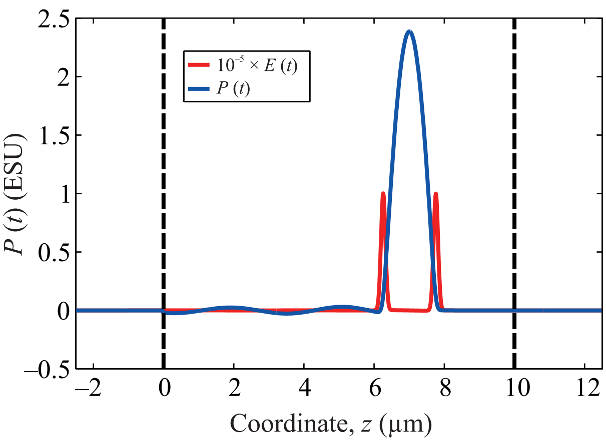

Рис. 3. (Цветной онлайн) Мгновенное распределение поляризации резонансной среды внутри слоя в некоторый момент времени (синяя линия), а также соответствующее мгновенное распределение электрического поля (красная линия). Вертикальные черные штриховые линии обозначают границы слоя резонансной среды. Параметры системы те же, что и на рис. 2

где пространственное интегрирование осуществляется по всей толщине слоя. За исключением некоторых отклонений в моменты начала и остановки колебаний поляризации, производная по времени от поляризации среды, показанной на рис. 3, представляет собой как раз один период синусоиды. Таким образом, каждый резонансный двухуровневый центр внутри слоя излучает в результате воздействия такой парой униполярных импульсов одноцикловый импульс на резонансной частоте среды.

Рассмотрим теперь, как происходит интерференция волн, излученных отдельными центрами в слое. На переднем фронте отраженного от слоя поля будет иметь место интерференция полуволн одного знака из одноцикловых импульсов от отдельных атомов, расположенных вблизи левой границы слоя на рис. 1. В результате мы получаем конструктивную интерференцию таких полуволн от отдельных центров и интенсивный униполярный полуцикловый импульс на переднем фронте отраженного от слоя сигнала. Еще один аналогичный униполярный полуцикловый импульс, но противоположной полярности, схожим образом возникнет на заднем фронте вследствие конструктивной интерференции полуволн другого знака из одноцикловых импульсов от отдельных атомов, расположенных вблизи правой границы слоя на рис. 1. В промежутке же между этими двумя униполярными всплесками полуволны разных знаков поля от разных резонансных центров в объеме слоя будут компенсировать друг друга, что приведет к полю, близкому к нулю. Таким образом, отраженное от слоя поле состоит из двух разделенных во времени униполярных полуцикловых импульсов разного знака поля, в промежутке между которыми величина поля близка к нулю, что соответствует рис. 2.

Можно привести и иную физическую интерпретацию вида отраженного сигнала на рис. 2, исходя из пространственного распределения наведенной поляризации среды на рис. 3 и уравнения (6) для излучаемого средой поля. После того, как первый из возбуждающих униполярных импульсов входит в среду, в слое начинает формироваться монополярный полупериодный импульс остановленной поляризации, показанный на рис. 3. При этом на переднем фронте этого импульса остановленной поляризации производная поляризация по времени положительна, так что согласно уравнению (6) слой среды начинает излучать униполярный всплеск с отрицательным знаком поля, который соответствует переднему фронту отраженного сигнала на рис. 2. К тому моменту, когда в слой среды входит второй из возбуждающих униполярных импульсов, в слое уже сформировался монополярный полупериодный импульс остановленной поляризации, при этом на заднем фронте импульса остановленной поляризации производная поляризации по времени отрицательна, в результате интеграл по толщине слоя в (6) становится равным нулю. В отражении при этом образуется униполярный полуцикловый импульс с отрицательным знаком поля. В дальнейшем, пока оба возбуждающих униполярных импульса распространяются внутри слоя, распределение поляризации в слое имеет вид, как показано на рис. 3. В этом промежутке времени излучение от тех частей слоя, где наведенная поляризация растет со временем, полностью компенсируется излучением от тех частей, где наведенная поляризация со временем уменьшается. В результате интеграл в уравнении (6), а значит и поле в отраженном сигнале, обращается в ноль. Наконец, после того, как первый возбуждающий импульс покидает среду, монополярный полупериодный импульс остановленной поляризации также начинает исчезать. При этом превалировать будет задний фронт импульса остановленной поляризации с отрицательной производной поляризации по времени, так что в отраженном поле согласно (6) аналогичным образом появляется униполярный полуцикловый всплеск с положительным знаком поля.

Приведенные качественные соображения могут быть дополнены более строгими теоретическими выкладками. Будем считать,что каждый отдельный двухуровневый центр в слое излучает одноцикловый импульс:

$$E(z,t) = A_0 \sin\omega_0 t, \quad \frac{z}{c} \le t \le \frac{z}{c} + T_0, \tag{7}$$

где амплитуду излучаемого импульса A_0 для простоты будем считать постоянной по всему объему слоя, что допустимо при достаточно малой концентрации резонансных центров. Если считать, что левая граница слоя соответствует $z = 0$, как показано на рис. 3, то резонансный центр, расположенный в точке с координатой z, начинает испускать одноцикловый импульс (7) в момент времени z/c, когда его достигает первый возбуждающий импульс, и прекращает спустя один полный период колебаний на резонансной частоте, т.е. в момент времени $z/c + T_0$. Полное же излучение от всего слоя среды выражается в таком случае интегралом:

$$E(t) = \int_0^L N_0 E(z,t) dz. \tag{8}$$

Здесь подразумевается,что отраженное поле $E(t)$ измеряется непосредственно вблизи левой границы слоя на рис. 1, начиная с момента времени, когда первый из возбуждающих импульсов входит в среду. В частности, при $0 \le t \le T_0$ интеграл (8) приводится к следующему виду:

$$E(t) = \int_0^{ct/2} N_0 A_0 \sin\omega_0 \left(t - \frac{2z}{c}\right) dz =$$

$$= N_0 A_0 \frac{c}{2\omega_0} (1 - \cos\omega_0 t),$$

т.е. мы получаем униполярный полуцикловый импульс на переднем фронте отраженного от слоя сигнала. Аналогичным образом показывается, что точно такой же униполярный полуцикловый импульс, но противоположной полярности, образуется на заднем фронте отраженного от слоя сигнала. Наконец, рассмотрим поле в центральной части отраженного сигнала, а точнее при $T_0 \le t \le 2L/c$. В этом случае выражение (8) дает:

$$E(t) = \int_{c(t-T_0)/2}^{ct/2} N_0 A_0 \sin\omega_0 \left(t - \frac{2z}{c}\right) dz = 0,$$

т.е.излучения отдельных резонансных центров в объеме слоя полностью компенсируют друг друга, что обуславливает нулевое значение поля.

Строго говоря, нулевое поле в центральной части отраженного сигнала получается только в пренебрежении изменением возбуждающих импульсов по мере их распространения внутри слоя, т.е. если все двухуровневые центры возбуждаются в точности одними и теми же импульсами. Такое приближение, однако, допустимо, только если излучаемое поле намного слабее поля возбуждающих импульсов, что может быть достигнуто уменьшением концентрации резонансных центров в объеме слоя. Изменение же возбуждающих импульсов при распространении внутри слоя приводит, с одной стороны, к ненулевому полю в центральной части отраженного сигнала, а с другой стороны – к наличию слабо затухающих осцилляций сразу за вторым полуцикловым всплеском вследствие неполной остановки осцилляций наведенной поляризации среды, как видно на рис. 2.

Описанный характер конструктивной интерференции излучаемых вторичных волн позволяет говорить о проявлении эффекта сверхизлучения в рассматриваемой системе. Стоит отметить, что сам термин "сверхизлучение" в наше время трактуется в достаточно широком смысле и используется для описания явлений разной природы, принципиальное значение для которых играет сфазированное когерентное излучение ансамбля диполей-осцилляторов [28]. В нашем случае излучения отдельных резонансных центров в среде в приближении достаточно низкой объемной концентрации центров будут когерентны между собой, что позволяет нам говорить именно о явлении сверхизлучения в подобной широкой трактовке. Амплитуда электрического поля генерируемых униполярных импульсов в таком случае будет пропорциональна объемной концентрации резонансных центров. При этом, в отличие от изначально описанного Дике [24] механизма коллективного спонтанного излучения сосредоточенного ансамбля дипольных осцилляторов, где длительность излучения обратно пропорциональна числу возбужденных диполей, в нашей системе длительность получаемых униполярных импульсов от объемной концентрации резонансных центров практически не зависит. Важно также, чтобы характерное время релаксации когерентности в двухуровневой среде T_2 (время поперечной релаксации) было много больше периода резонансных колебаний T_0, так, чтобы проявляющиеся в среде механизмы дефазировки отдельных излучателей не оказывали существенного влияния на отклик слоя среды.

Продемонстрированный эффект интересен прежде всего как одно из проявлений явления сверхизлучения в резонансных средах, приводящих к получению субцикловых импульсов. Кроме того, предложенная схема может быть также использована для получения униполярных импульсов различной формы. К примеру, возможность управления формой отраженных импульсов может быть достигнута за счет создания определенного профиля объемной концентрации резонансных центров вдоль длины протяженного слоя.

Заключение. В работе предложен новый подход к получению униполярных импульсов в резонансных средах, основанный на эффекте сверхизлучения. В данном подходе используется сверхизлучение остановленной поляризации от протяженного слоя двухуровневой резонансной среды, возбуждаемой последовательностью из двух униполярных импульсов. Возбуждающие импульсы вызывают осцилляции наведенной поляризации среды, причем задержка между импульсами выбирается так, чтобы второй импульс останавливал эти осцилляции. В результате оказывается возможной генерация двух униполярных всплесков электрического поля разной полярности и разнесенных во времени вследствие конструктивной интерференции излученных средой вторичных волн. Предложенный метод применим для излучения как в терагерцовом, так и в дальнем или даже среднем инфракрасном диапазоне.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта # 21-72-10028.

Авторы выражают благодарность И. В. Бабушкину, В. В. Кочаровскому и Е. Р. Кочаровской за полезные замечания, высказанные при обсуждении результатов статьи.

1. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
2. K. Midorikawa, Nat.Photonics **16**, 267 (2022).
3. M. T. Hassan, T. T. Luu, A .Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Nature **530**, 66 (2016).
4. А. М. Желтиков, УФН **191**, 386 (2021) [A. M. Zheltikov, Phys. Usp. **64**, 370 (2021)].
5. D. Hui, H. Alqattan, S. Yamada, V. Pervak, K. Yabana, and M. T. Hassan, Nat. Photonics **16**, 33 (2022).
6. P. Peng, Y. Mi, M. Lytova, M. Britton, X. Ding, A. Yu. Naumov, P. B. Corkum, and D. M. Villeneuve, Nat. Photonics **16**, 45 (2022).
7. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **107**, 761 (2009) [N. N. Rosanov, Opt. Spectr. **107**, 721 (2009)].
8. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, П. Г. Крюков, А. Н. Ораевский, А. В. Усков, Письма в ЖЭТФ **47**, 442 (1988) [E. M. Belenov, P. G. Kryukov, A. V. Nazarkin, A. N. Oraevsky, and A. V. Uskov, JETP Lett. **47**, 523 (1988)].
9. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, Письма в ЖЭТФ **51**, 252 (1990) [E. M. Belenov and A. V. Nazarkin, JETP Lett. **47**, 523 (1990)].
10. Э. М. Беленов, В. А. Исаков, А. В. Назаркин, Квантовая электроника **20**, 1045 (1993) [E. M. Belenov, V. A. Isakov, and A. V. Nazarkin, Quant. Electron. **23**, 911 (1993)].
11. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Квантовая электроника **50**(9), 801 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V.Arkhipov, and N. N. Rosanov, Quant. Electron. **50**, 801 (2020)].
12. M. I. Bakunov, A. V. Maslov, and M. V. Tsarev, Phys. Rev. A **5**, 063817 (2017).
13. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn, Nat. Photonics **6**, 304 (2012).
14. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
15. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, Phys. Rev. E **104**, 025202 (2021).
16. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, Phys. Rev. E **105**, 055203 (2022).
17. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
18. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **114**, 437 (2021) [S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, JETP Lett. **114**, 380 (2021)].
19. S. V. Sazonov, Laser Phys. Lett. **18**, 105401 (2021).
20. P. H. Bucksbaum, AIP Conf. Proc. **323**, 416 (1994).
21. М. В. Архипов, А. Н. Цыпкин, М. О. Жукова, А. О. Исмагилов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **115**, 3 (2022) [M. V. Arkhipov, A. N. Tsypkin, M. O. Zhukova, A. O. Ismagilov, A. V. Pakhomov, N. N. Rosanov, and R. M. Arkhipov, JETP Lett. **115**, 1 (2022)]. .
22. I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, E. S. Efimenko, S. B. Bodrov, and M. I. Bakunov, Opt. Express **30**, 14978 (2022).
23. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, М. О. Жукова, А. Н. Цыпкин, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **113**, 237 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. O. Zhukova, A. N. Tsypkin, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **113**, 242 (2021)].
24. R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
25. M. Gross and S. Haroche, Phys. Rep. **93**, 301 (1982).
26. В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, УФН **159**, 193 (1989) [V. V. Zheleznyakov, V. V. Kocharovskii, and V. V. Kocharovskii, Sov. Phys.-Uspekhi **32**, 835 (1989)].
27. M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev, I. V. Sokolov, and E. D. Trifonov, *Super-radiance: Multiatomic Coherent Emission*, CRC Press, Boca Raton (1996).

28. В. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский, УФН **187**, 367 (2017) [V. V. Kocharovsky, V. V. Zheleznyakov, E. R. Kocharovskaya, and V. V. Kocharovsky, Phys. Usp. **60**, 345 (2017)].
29. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Издательство Московского Университета, М. (2004) [S. A. Akhmanov and S. Y. Nikitin, *Physical optics*, Clarendon Press, Oxford (1997)].
30. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978) [L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Twolevel Atoms*, Wiley, N.Y. (1975)].
31. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, В. А. Ущаповский, ЖЭТФ **100**, 762 (1991) [E. M. Belenov, A. V. Nazarkin, and V. A. Ushchapovskii, Sov. Phys. JETP **73**, 422 (1991)].
32. R. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. N. Rosanov, and I. Babushkin, Opt. Express **28**, 17020 (2020).
33. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Сов. радио, М. (1980) [A. Yariv, *Quantum electronics*, Wiley, N.Y. (1989)].