

Генерация предельно коротких импульсов терагерцового излучения на основе сверхизлучения трехуровневой резонансной среды

© Р.М. Архипов¹, Н.Н. Розанов²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 09.11.2020 г.

В окончательной редакции 09.11.2020 г.

Принята к публикации 23.11.2020 г.

Теоретически изучена возможность генерации предельно коротких импульсов терагерцового (ТГц) излучения за счет сверхизлучения — коллективного спонтанного излучения тонкого слоя трехуровневой резонансной среды, возбуждаемой парой аттосекундных (или фемтосекундных) импульсов. Источником терагерцового импульса является импульс остановленной нелинейной поляризации среды, возникающий в промежутке между её возбуждением и девозбуждением. Рассмотрен случай трехуровневой среды с эквидистантными уровнями энергии (как в квантовом гармоническом осцилляторе), частота перехода которой лежит в ТГц диапазоне. Обсуждено влияние населенностей возбужденных уровней среды на форму ТГц импульса сверхизлучения.

Ключевые слова: сверхизлучение, терагерцовое излучение, аттосекундные импульсы, фемтосекундные импульсы.

DOI: 10.21883/OS.2021.03.50659.274-20

Введение

Получение предельно коротких импульсов терагерцового (ТГц) излучения (0.1–10 THz) вызывает огромный интерес исследователей в последние годы ввиду большого числа применений в колебательной спектроскопии молекул, электронных спинов и экситонов в твердых телах, построении изображений, ускорении заряженных частиц и пр. [1–4]. На сегодняшний день все хорошо известные методы генерации коротких ТГц импульсов базируются на создании кратковременного импульса поляризации или тока электронов в веществе, возбуждаемого импульсом от фемтосекундного лазера. Эта генерация возникает за счет формирования короткого импульса тока в полупроводниках („photoconductive switch“) [3] за счет нелинейной фотоионизации в газах [1,2] и явления оптического выпрямления в нелинейных кристаллах [4] и т.д. Однако проблема повышения эффективности генерации остается актуальной и по сей день.

В работе [5] рассматривалась возможность получения квазиуниполярных прямоугольных импульсов излучения в различной геометрии опыта с помощью когерентного контроля нелинейной поляризации среды, возбуждаемой парой длинных фемтосекундных лазерных импульсов. При этом первый импульс возбуждает колебания нелинейной поляризации, второй останавливает их („импульс остановленной поляризации среды“), если задержка между импульсами равна нечетному числу полупериодов собственных колебаний нелинейного осциллятора. Возникающий между импульсами возбуждения

остановленный импульс поляризации среды и является источником ТГц излучения, возникающего вследствие коллективного спонтанного излучения ансамбля частиц. Впоследствии данная идея получила дальнейшее развитие в работе [6], в которой было предложено использовать дифракционно-оптические элементы для генерации униполярных импульсов ТГц излучения. В этих работах рассматривалась трехмерная геометрия среды. В одномерном же случае, когда излучение регистрируется в ближнем поле, данный метод позволяет получать ТГц импульсы одноциклового формы с высокой эффективностью генерации [7]. Однако в этих работах рассматривались нелинейные среды, которые моделировались в приближении классических нелинейных осцилляторов, и нелинейные эффекты, связанные с возможным изменением населенностей колебательных уровней, не учитывались. Поэтому и не принималась во внимание возможность сверхизлучения — коллективного спонтанного излучения тонкого слоя, состоящего из инвертированного ансамбля атомов, молекул и т.д. [8]. Сверхизлучение было предсказано Дике в середине прошлого века [8] и впоследствии изучалось во многих системах (атомах, молекулах, спинах), см. [9–22] и приведенную литературу и, в частности, в квантовых точках [18–21]. И хотя в настоящее время термин „сверхизлучение“ имеет более широкий смысл [16], ниже мы будем использовать первоначальное определение Дике, принимая во внимание именно тот факт, что система должна быть инвертирована.

В работах [23,24] была рассмотрена возможность получения УФ аттосекундных импульсов в атомах гелия и водорода соответственно на основе коллективного спонтанного излучения импульса остановленной поляризации. При этом среда возбуждалась униполярными рентгеновскими импульсами. При рассмотренных параметрах не происходило значительное заселение уровней среды, поэтому термин „сверхизлучение“ не применялся в этих работах.

В данной работе изучается иная возможность генерации предельно коротких импульсов ТГц излучения за счет сверхизлучения в тонком слое трехуровневой резонансной среды, имеющей частоты переходов в ТГц диапазоне частот, принимая во внимание возможную инверсию среды. Оптически тонкий слой среды возбуждается парой полупериодных аттосекундных импульсов (или фемтосекундных импульсов), создающих импульс остановленной поляризации среды, который излучает ТГц импульс. В этом также заключается отличие от ранее рассмотренной ситуации, когда среда возбуждалась парой длинных многоцикловых фемтосекундных импульсов [5–7]. Изучается влияние начальных значений населенностей уровней среды на форму генерируемого импульса. Обсуждается возможность использования колебательных переходов в молекулах, ридберговских атомов, квантовых точек и квантово-каскадных лазеров для экспериментального наблюдения эффекта.

Подобные полупериодные квазиуниполярные импульсы содержат выраженный всплеск поля одной полярности и слабый хвост противоположной полярности. Они получают в оптическом и УФ диапазонах за счет фурье-синтеза частот накачки [25,26] или торможения релятивистских электронов при столкновении с тонкой мишенью [27,28], а также в ТГц диапазоне [1–4]. На сегодняшний день уже не вызывает сомнения возможность использования униполярных импульсов для эффективного управления движениями зарядов в веществе, так как они способны оказывать однонаправленное воздействие на заряженные частицы [29]. Подробнее о генерации униполярного света в оптике и его применении для эффективного контроля динамики волновых пакетов в веществе см. обзор [29] и приведенную там литературу.

Схема получения ТГц импульса и описание теоретической модели

Рассмотрим тонкий слой среды (атомы, молекулы, квантовые точки) с толщиной L , меньшей длины волны ТГц излучения, освещаемый парой полупериодных оптических фемто- или аттосекундных импульсов с плоским волновым фронтом, падающих нормально к среде, см. рис. 1. Форма падающих импульсов имеет вид

$$E_{\text{exc}}(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \cos(\omega_e t + \phi) + E_0 e^{-\frac{(t-T_d)^2}{\tau^2}} \cos(\omega_e [t - T_d] + \phi). \quad (1)$$

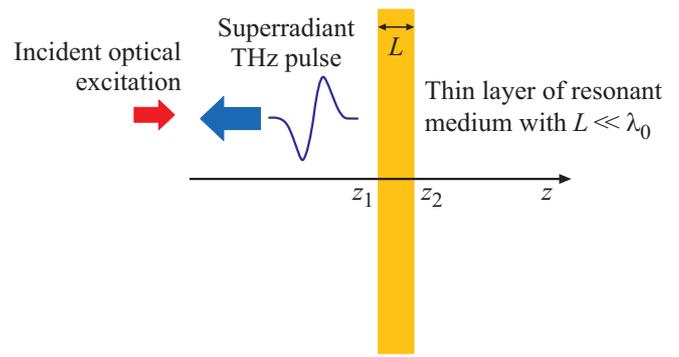


Рис. 1. Схема генерации ТГц импульса сверхизлучения в слое резонансной среды нанометровой толщины, возбуждаемых парой оптических полупериодных импульсов.

Здесь ω_e — частота, τ — их эффективная длительность, ϕ — фаза (carrier envelope phase, CEP), T_d — задержка между импульсами.

Система уравнений Максвелла–Блоха, описывающая взаимодействие трехуровневой среды с полем падающих фемтосекундных импульсов и реакцию среды на поле, имеет вид [30,31]

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

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

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

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

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

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

$$p(z, t) = 2d_{12}\mathcal{R}\rho_{12} + 2d_{13}\mathcal{R}\rho_{13} + 2d_{23}\mathcal{R}\rho_{23}, \quad (8)$$

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

Уравнения (2)–(4) описывают эволюцию недиагональных элементов матрицы плотности ρ_{21} , ρ_{32} , ρ_{31} , которые связаны с поляризацией среды p (8). Уравнения (4)–(6) описывают эволюцию диагональных элементов матрицы плотности ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{33} , имеющих смысл заселенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно.

Параметры модели, используемые в расчетах

Амплитуда оптических импульсов возбуждения	$E_{0e} = 1.5 \cdot 10^6$ V/cm
Частота (длина волны)	$\omega_e = 1.17 \cdot 10^{15}$ rad/s (длина волны $\lambda_e = 1.6 \mu\text{m}$)
Длительность импульсов возбуждения	$\tau = 1$ fs
Фаза (СЕР)	$\phi = \pi/3$
Частота перехода 12 гармонического осциллятора $\omega_{21} = \omega_0$	$\omega_0/2\pi = 3$ THz ($\lambda_0 = 0.01$ cm)
Дипольный момент перехода 12	$d_{12} = 84$ D
Частота перехода 13	$\omega_{31} = 2\omega_0$
Дипольный момент перехода 13	$d_{13} = 0$
Частота перехода 23	$\omega_{32} = \omega_0$
Дипольный момент перехода 23	$d_{23} = 119$ D
Концентрация частиц в слое	$N_0 = 10^{19}$ cm ⁻³
Толщина слоя среды	$L = 100$ nm
Времена релаксации диагональных элементов матрицы плотности (времена жизни уровней)	$T_{22} = T_{33} = 5$ ps
Времена релаксации недиагональных элементов матрицы плотности	$T_{21} = T_{32} = T_{31} = 1$ ps

Параметры d_{12} , d_{13} , d_{23} — дипольные моменты соответствующих переходов среды, ω_{21} , ω_{32} , ω_{31} — частоты переходов, \hbar — приведенная постоянная Планка, E — напряженность электрического поля излучения. Система содержит релаксационные члены диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности T_{ik} . Для простоты мы исключили возможное неоднородное уширение всех трех переходов. Эволюция напряженности электрического поля E (с фиксированной линейной поляризацией) описывается одномерным волновым уравнением (9). В нем $P = N_0 p$ — поляризация ансамбля трехуровневых частиц с концентрацией N_0 , c — скорость света в вакууме.

Ниже мы проводим общий анализ возможности генерации ТГц импульсов за счет сверхизлучения в трехуровневой резонансной среде, конфигурация уровней которой может быть использована для моделирования некоторых сред и параметры которой (частоты переходов, дипольные моменты и времена релаксации) близки по значениям к реальным средам, см. примеры ниже. Но в целях общности не будем привязываться к какой-либо конкретной среде. Так, колебательные частоты переходов многих молекул лежат в ТГц диапазоне частот [32–35]. Для моделирования колебаний молекул используется модель квантового гармонического осциллятора (ГО) [36]. Ниже для простоты мы рассмотрим случай, когда уровни трехуровневой среды эквидистантны, как в ГО, и частота перехода равна $\omega_{21} = \omega_{32} = \omega_0 = 3$ THz. Это в том числе приближенно

описывает молекулярные среды, колебательные частоты которых лежат в ТГц диапазоне.

Но можно привести и другие примеры сред, которые можно использовать в нашем рассмотрении. Так, ридберговские атомы с большим квантовым числом n могут иметь частоты переходов в ТГц диапазоне частот. Ввиду большого радиуса орбит следует ожидать больших значений дипольных моментов переходов (сотни Дебай [35]). Также для генерации ТГц излучения могут применяться квантовые точки [21,37] и квантово-каскадные лазеры [38–44], которые могут иметь большие значения дипольных моментов переходов (десятки Дебай). Учитывая это обстоятельство, ниже в нашем анализе мы рассмотрим резонансные переходы, имеющие дипольные моменты в десятки Дебай (конкретные значения даны в таблице). Также отметим, что экспериментально ТГц излучение на основе сверхизлучения ансамбля квантовых точек было получено в работе [21]. А квантово-каскадные лазеры хорошо описываются трехуровневой моделью [39]. Времена жизни колебательных переходов T_{22} , T_{33} и времена дефазировки клембий (времена релаксации недиагональных элементов матрицы плотности) T_{21} , T_{32} , T_{31} могут составлять десятки-единицы пикосекунд (см. [45], гл. 5 и табл. 5.1 и 5.2 в этой главе). Для общности примем следующие значения времен релаксации среды: $T_{22} = T_{33} = 5$ ps, $T_{21} = T_{32} = T_{31} = 1$ ps. Также отметим, что значения времен релаксации в пикосекундном диапазоне длительностей достигаются в квантово-каскадном

лазере, моделируемом в трехуровневом приближении в работе [39].

Среда будет возбуждаться парой импульсов (1) с длительностью порядка 1 fs с интервалом между ними $T_d = \frac{\pi}{\omega_0} = \frac{T_0}{2} = 333$ fs, равным половине периода колебаний осциллятора, чтобы возник импульс остановленной поляризации среды, наводимый первым импульсом и останавливаемой вторым импульсом. Недавно экспериментально были получены полупериодные импульсы с длительностью порядка 0.3–2 fs [25,26]. Именно такой диапазон длительностей будет использован нами в дальнейшем в численных расчетах. С учетом сказанного выше параметры импульсов возбуждения и трехуровневой среды, которые используются в расчетах, резюмированы в таблице. Пренебрегая дифракцией излучения, что справедливо вблизи пленки на расстояниях, много меньших дифракционной длины (или в одномодовом световоде), мы рассмотрим одномерное волновое уравнение (9). В рассматриваемом одномерном приближении аналитическое решение (9) для поля ТГц импульса, генерируемого импульсом остановленной поляризации $P(z, t)$, вблизи среды имеет вид [46]

$$E_{\text{THz}}(z, t) = -\frac{2\pi}{c} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial t} P\left(z', t - \frac{|z - z'|}{c}\right) dz'. \quad (10)$$

Ниже мы будем рассматривать именно тонкий слой среды толщиной $L = 100$ nm, меньшей длины волны перехода ($\lambda_0 = 0.01$ cm), следовательно, решение (10) упрощается [23,24]:

$$E_{\text{THz}}(t) = -\frac{2\pi}{c} LN_0 \frac{\partial}{\partial t} p(t). \quad (11)$$

При возбуждении ГО парой импульсов с периодом, равным половине периода собственных колебаний осциллятора $T_0/2$, первый импульс возбуждает колебания осциллятора, а второй останавливает их. В атомных системах типа гелия и водорода, как показано в [23,24], вклад остальных переходов в импульс остановленной поляризации среды незначителен в виду того, что расстояние между уровнями уменьшается с ростом главного квантового числа. В случае ГО мы имеем дело с системой, у которой уровни энергии эквидистантны. Однако и в этом случае вклад остальных переходов незначителен (рис. 2). На рис. 2 показаны импульсы возбуждения (a), вклады в полную поляризацию от каждого из рассматриваемых переходов $2d_{12}\mathcal{R}\rho_{12}$, $2d_{13}\mathcal{R}\rho_{13}$, $2d_{23}\mathcal{R}\rho_{23}$ (b–d) и их сумма — полная поляризация $p(t)$ — (e). Наибольший вклад в поляризацию дает резонансный переход 1–2 (рис. 2, b). Переход 1–3 вообще не дает вклада, так как дипольный момент этого перехода равен 0 (рис. 2, c). Вклад от перехода 2–3 имеет амплитуду на 1 порядок меньше амплитуды от вклада основного перехода 1–2 (рис. 2, d). Его вклад проявляется в виде наличия слабого хвоста у импульса остановленной поляризации среды (рис. 2, e).

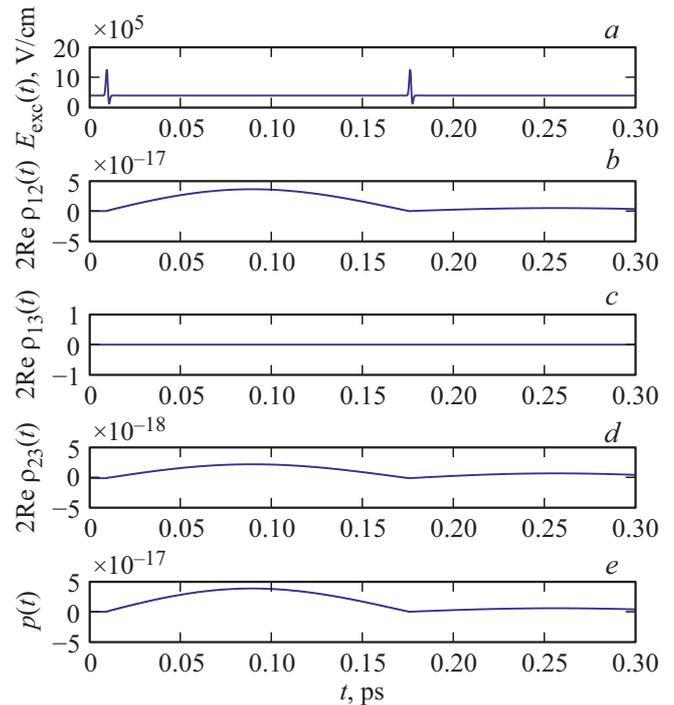


Рис. 2. Временная зависимость импульсов возбуждения (a), вкладов в поляризацию (b): $2d_{12}\mathcal{R}\rho_{12}$, (c): $2d_{13}\mathcal{R}\rho_{13}$, (d): $2d_{23}\mathcal{R}\rho_{23}$ и (e): их сумма — полная поляризация $p(t)$. Параметры указаны в таблице.

Генерация ТГц излучения за счет коллективного спонтанного излучения в неинвертированной среде

В данном разделе рассматривается генерация ТГц излучения в среде, которая изначально находилась в основном состоянии ($\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0$, $\rho_{33}(0) = 0$) в случае малой амплитуды возбуждающих импульсов, когда населенность основного состояния практически не изменяется. Как отмечалось выше, исторически под сверхизлучением (в терминологии Дике) понималось коллективное спонтанное излучение инвертированного ансамбля частиц (атомов, молекул, спинов) [8–16]. Поэтому в данном разделе мы не используем термин „сверхизлучение“, хотя механизм генерации и основан на явлении коллективного спонтанного излучения. Излучение системы частиц, возбуждаемых сильным полем, когда возможно существенное заселение возбужденных состояний, будет рассмотрено в следующем разделе.

Форма импульсов возбуждения (1) сильно зависит от их длительности τ и фазы ϕ . Если длительность импульса составляет доли обратной частоты $\omega_e \tau \ll 1$, то при значениях фазы $\phi \neq \pi/2$ их форма близка к униполярной. И чем меньше длительность, тем больше „униполярность“. С ростом τ у импульсов появляется выраженная отрицательная составляющая. Она будет

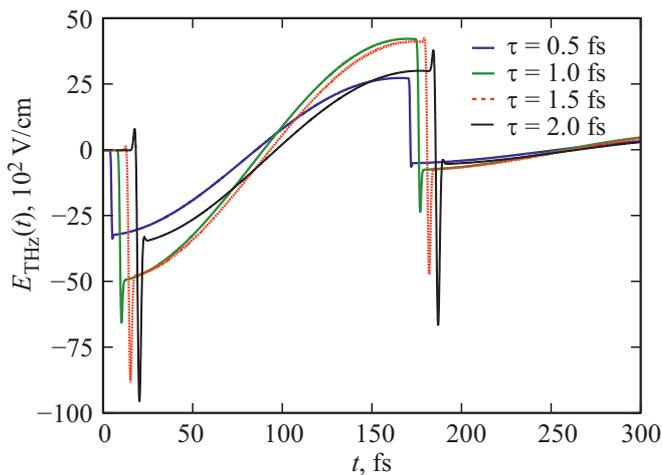


Рис. 3. Временной профиль импульса ТГц излучения при различных длительностях импульсов возбуждения τ при параметрах, указанных в таблице.

влиять на форму генерируемого ТГц излучения. Расчет временной формы импульсов ТГц излучения проводился по следующей схеме. Система уравнений для матрицы плотности (2)–(7) с полем возбуждающих импульсов (1) решалась численно при параметрах, указанных в таблице. Далее по формуле (8) вычислялась поляризация слоя и затем рассчитывался временной профиль генерируемых импульсов с помощью (11).

Рассчитанные временные зависимости формы сгенерированного ТГц излучения в системе при различных длительностях импульсов возбуждения τ приведены на рис. 3. Форма импульса определяется первой производной наведенной поляризации, поэтому он представляет собой импульс в один цикл колебаний с длительностью порядка $\frac{T_0}{2} \sim 160$ fs. Амплитуда сгенерированного импульса порядка 5 kV/cm. Рассчитанная энергетическая эффективность генерации $\frac{\int E_{\text{THz}}^2(t) dt}{\int E_{\text{exc}}^2(t) dt}$ при данных параметрах задачи составляет $8 \cdot 10^{-4}$ при длительности импульсов возбуждения $\tau = 1$ fs.

Из рис. 3 видно, что при малой длительности импульсов возбуждения ($\tau = 0.5$ –1 fs) импульсы генерации имеют ступенчатые края. С ростом τ в импульсах проявляются осциллирующие хвосты на краях, обусловленные вкладом импульсов возбуждения, содержащих части с отрицательной напряженностью поля. С увеличением τ возбуждающие импульсы становятся все более „биполярными“, т.е. появляются значительные отрицательные части, влияющие на форму генерируемого излучения.

В следующем разделе мы рассмотрим вопрос о генерации ТГц излучения инвертированной среды и уже будем использовать термин „сверхизлучение“.

Генерация ТГц импульса на основе сверхизлучения оптически тонкого слоя инвертированной среды

В предыдущем разделе амплитуда импульсов возбуждения считалась малой и возможность инверсии среды не рассматривалась. Однако в сильных полях значения частоты Раби могут быть велики, что приводит к заметному изменению населенностей уровней. Так же, исторически, как отмечалось выше, под сверхизлучением в смысле Дике понимается коллективное спонтанное излучение инвертированной системы частиц с размером меньше длины волны [9–16]. Ниже будет рассмотрена генерация ТГц излучения в условиях, когда инверсия создается самими импульсами возбуждения большой амплитуды (значительно выше, чем в предыдущем разделе), и ситуация, когда в начальный момент времени система инвертирована. Пример динамики населенностей уровней при возбуждении изначально неинвертированной среды мощными fs-импульсами ($\rho_{11}(0) = 1, \rho_{22}(0) = 0, \rho_{33}(0) = 0$) представлен на рис. 4.

Амплитуда импульсов возбуждения бралась в 5 раз больше, чем в предыдущем разделе. Из рис. 4 видно значительное изменение населенностей состояний в моменты действия импульсов за счет осцилляций Раби. Так, для перехода 1–2 период Раби осцилляций порядка 3.1 fs, что примерно в три раза больше длительности импульса (1 fs).

Рассчитанные формы ТГц импульсов сверхизлучения при разных амплитудах импульсов возбуждения и разных начальных значениях населенностей представлены на рис. 5 и 6. Рис. 5 соответствует малой амплитуде возбуждающих импульсов, как и в предыдущем разделе ($E_{0e} = 1.5 \cdot 10^6$ V/cm). А на рис. 6 представлены ре-

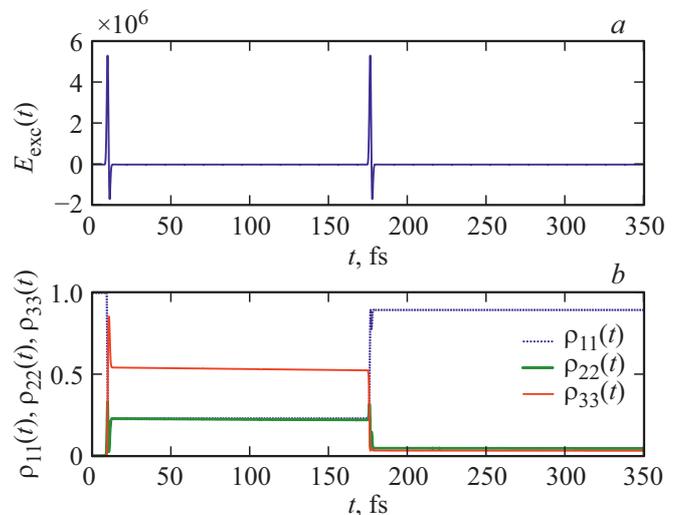


Рис. 4. (a) Импульсы возбуждения, (b) временное поведение населенностей уровней при $E_{0e} = 7.5 \cdot 10^6$ V/cm, $\rho_{11}(0) = 1, \rho_{22}(0) = 0, \rho_{33}(0) = 0$. Остальные параметры указаны в таблице.

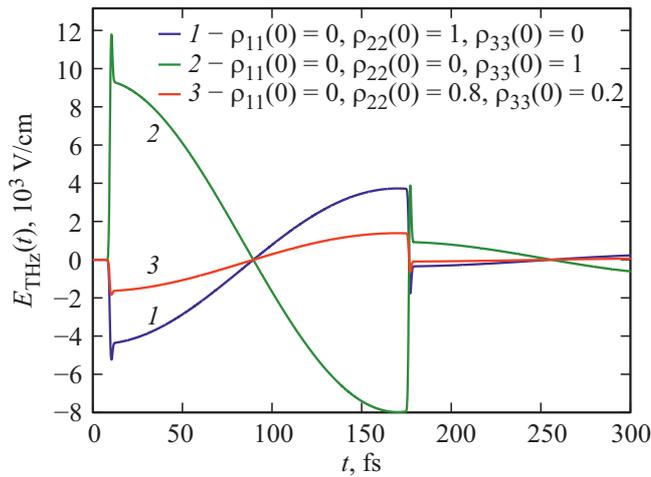


Рис. 5. Временной профиль импульсов ТГц сверхизлучения при различных начальных значениях населенностей уровней среды при малой амплитуде поля падающих импульсов $E_{0e} = 1.5 \cdot 10^6$ V/cm. Остальные параметры указаны в таблице.

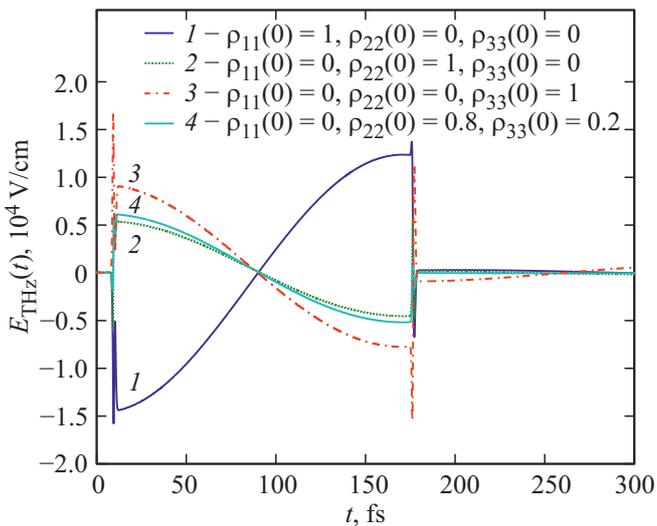


Рис. 6. Временной профиль импульсов ТГц сверхизлучения при различных начальных значениях населенностей уровней среды и большой амплитуде поля возбуждающих импульсов $E_{0e} = 7.5 \cdot 10^6$ V/cm (что в 5 раз больше, чем на рис. 5). Остальные параметры указаны в таблице.

зультаты расчетов, полученные при большой амплитуде возбуждающего поля $E_{0e} = 7.5 \cdot 10^6$ V/cm.

При малой амплитуде импульсов возбуждения (рис. 5), которые не могут значительно изменить заселенности уровней, в качестве начальных условий в расчете предполагалось, что возбужденные состояния были заселены. Тем не менее из рис. 5 видно, что начальные условия влияют на амплитуду и временную форму импульса сверхизлучения (ср. кривые 1, 2 и 3). В остальном формы импульсов такие же, как и в неинвертированной среде на рис. 3.

На рис. 6 приведены временные формы импульса генерации при большой амплитуде поля и разных начальных населенностях среды. Видно, что форма импульса и его амплитуда также могут отличаться друг от друга в зависимости от населенностей уровней в начальный момент времени. Рассчитанная энергетическая эффективность генерации $\frac{\int E_{\text{THz}}^2(t) dt}{\int E_{\text{exc}}^2(t) dt}$ при данных параметрах составляет порядка 10^{-4} . При этом мощность генерируемого импульса пропорциональна квадрату концентрации числа частиц, что имеет место при коллективных процессах [24].

Заключение

В настоящей работе была рассмотрена возможность генерации предельно коротких импульсов ТГц излучения в тонком слое трехуровневой среды, имеющей эквидистантные уровни, как в квантовом ГО, с частотой перехода в ТГц диапазоне, в условиях возбуждения среды парой фемто-(-атто) секундных импульсов. Механизм генерации основан на сверхизлучении — коллективном спонтанном излучении ансамбля трехуровневых частиц, в которых создается импульс остановленной поляризации среды, возбуждаемой парой оптических импульсов с длительностью порядка 1 fs. Данная поляризация создается первым импульсом и затем выключается вторым импульсом. Рассмотрена возможность генерации ТГц излучения в слабом поле, когда инверсия среды не достигается, и в сильном поле, когда возбужденные уровни могут заселяться, но среда в начальный момент времени не инвертирована. Отдельно разобран случай, когда населенности возбужденных уровней отличны от нуля до прихода импульсов накачки.

Показано, что амплитуда и форма импульса существенно зависят от начального значения населенности уровней. Генерация импульса ТГц излучения происходит за счет коллективного излучения сфазированного ансамбля частиц. При этом все частицы вносят идентичный вклад в генерацию, что позволяет ожидать высокую эффективность генерации, как показано в работе [21]. Рассчитанная энергетическая эффективность генерации при рассмотренных параметрах составляет $10^{-5} - 10^{-4}$.

Для экспериментального наблюдения эффекта, на наш взгляд, можно использовать колебательные переходы в молекулах [32–35], ридберговские атомы [35], квантовые точки [21,37] и ТГц квантово-каскадные лазеры [38–44]. Известно, что в таких лазерах сложно получить импульсную генерацию в ТГц диапазоне в виду малости времен релаксации носителей [38–44]. Однако проведенные выше исследования наводят на мысль об использовании эффекта сверхизлучения для генерации ТГц импульсов в квантово-каскадных лазерах.

Предложенный в работе способ получения ТГц импульсов на основе сверхизлучения может служить аль-

тернативным эффективным методом генерации ТГц излучения по отношению к известным в литературе.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Вл.В. Кочаровскому, Е.Р. Кочаровской, М.В. Архипову, И.В. Бабушкину, А.В. Пахомову и С.А. Пулькину за полезные обсуждения явления сверхизлучения, которые стимулировали нас к написанию данной заметки.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФНФ в рамках научного проекта № 17-19-01097-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Roskos H.G., Thomson M.D., Kress M., Loeffler T. // *Laser Photon. Rev.* 2007. V. 1. P. 349.
- [2] Reiman K. // *Rep. Progr. Phys.* 2007. V. 70. P. 1597.
- [3] Lepeshov S., Gorodetsk A., Krasnok A., Rafailov E., Belov P. // *Laser Phot. Rev.* 2017. V. 11. N 1. P. 1770001.
- [4] Fülöp J. A., Tzortzakis S., Kampfrat T. // *Advanced Optical Materials.* 2020. V. 8(3). P. 1900681.
- [5] Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // *Phys. Rev. A.* 2017. V. 95. P. 013804.
- [6] Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgne U., Rosanov N.N. // *Sci. Rep.* 2019. V. 9 (1). P. 7444.
- [7] Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N., Babushkin I. // *Phys. Rev. A.* 2020. V. 101. N 4. P. 043838.
- [8] Dicke R.H. // *Phys. Rev.* 1954. V. 93. P. 99.
- [9] Rehler N.E., Eberly J.H. // *Phys. Rev. A.* 1971. V. 3. P. 1735.
- [10] Bonifacio R., Lugiato L. // *Phys. Rev. A.* 1975. V. 11. P. 1507.
- [11] MacGillivray J.C., Feld M.S. // *Phys. Rev. A.* 1976. V. 14. P. 1169.
- [12] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978; Allen L., Eberly J.H. *Optical Resonance and Two-level Atoms.* N.Y.: Wiley, 1975.
- [13] Gross M., Haroche S. // *Phys. Rep.* 1982. V. 93. P. 301.
- [14] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные явления в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988); Andreev A.V., Emel'yanov V.I., Il'inskiy Yu.A. *Collective Effects in Optics: Superradiance and Phase Transitions.* Bristol: Institute of Physics Publishing, 1993.
- [15] Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., Sokolov I.V., Trifonov E.D. *Super-radiance Multiatomic Coherent Emission,* CRC Press, 1996.
- [16] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // *УФН.* 1989. Т. 159. С. 193–260; Zheleznyakov V.V., Kocharovskii V.V., Kocharovskii V.V. // *Sov. Phys. Usp.* 1989. V. 32. P. 835–870.
- [17] Кочаровский В.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // *УФН.* 2017. Т. 187. С. 367–410; Kocharovskiy V.V., Zheleznyakov V.V., Kocharovskaya E.R., Kocharovskiy V.V. // *Phys. Usp.* 2017. V. 60. P. 345–384.
- [18] Temnov V.V., Woggon U. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 243603.
- [19] Yukalov V.I., Yukalova E.P. // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. P. 075308.
- [20] Scheibner M., Schmidt T., Worschech L., Forchel A., Bacher G., Passow T., Hommel D. // *Nat. Phys.* 2007. V. 3. P. 106–110.
- [21] Zhang W., Brown E.R., Mingardi A., Mirin R.P., Jahed N., Saeedkia D. // *Appl. Sci.* 2019. V. 9. N 15. P. 3014.
- [22] Pulkin S., Korshok I., Kalinichev A., Balabas M., Ivanova T.Y., Ivanov D. // *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics.* 2020. V. 53. N 17. P. 175003.
- [23] Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // *Опт. и спектр.* 2020. Т. 128. В. 4. С. 541–547; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // *Opt. Spectrosc.* 2020. V. 128. N 4. P. 529–535.
- [24] Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // *Опт. и спектр.* 2020. Т. 128. В. 11. С. 1723–1731; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // *Opt. Spectrosc.* 2020. V. 128. N 11. P. 1857–1864.
- [25] 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.* 2016. V. 530. P. 66.
- [26] Rossi G.M., Mainz R.E., Yang Y., Scheiba F., Silva-Toledo M.A., Chia S.H., Keathley P. D., Fang S., Mücke O.D., Manzoni C., Cerullo G., Cirmi G., Kärtner F.X. // *Nature Photonics.* 2020. V. 14 (10). P. 629–635.
- [27] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // *Nature Photon.* 2012. V. 6. P. 304.
- [28] Xu J., Shen B., Zhang X., Shi Y., Ji L., Zhang L., Xu T., Wan W., Zhao X., Xu Z. // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 2669.
- [29] Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // *Квант. электрон.* 2020. Т. 50. № 9. С. 801–815; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // *Quant. Electron.* 2020. V. 50. N 9. P. 801–815.
- [30] Яриу А. *Квантовая электроника.* М.: Сов. Радио, 1980; Yariv A. *Quantum Electronics.* Wiley, 1989.
- [31] Розанов Н.Н. *Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-.* М.: Физматлит, 2011.
- [32] Ferguson B., Zhang X.C. // *Nature Materials.* 2002. V. 1. N 1. P. 26–33.
- [33] Jepsen P.U., Cooke D.G., Koch M. // *Laser Photon. Rev.* 2011. V. 5. N 1. P. 124–166.
- [34] Parrott E.P., Zeitler J.A. // *Appl. Spec.* 2015. V. 69. N 1. P. 1–25.
- [35] Lee Y.S. *Terahertz Spectroscopy of Atoms and Molecules.* In: *Principles of Terahertz Science and Technology.* Boston: Springer, 2009.
- [36] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* М.: Наука, 1989. 768 с.; Landau L.D., Lifshitz E.M. *Quantum Mechanics.* Pergamon, 1974.
- [37] Leyman R.R., Gorodetsky A., Bazieva N., Moli G., Krotkus A., Clarke E., Rafailov E.U. // *Laser Photon. Rev.* 2016. V. 10. N 5. P. 772–779.

- [38] *Scalari G., Walther C., Fischer M., Terazzi R., Beere H., Ritchie D., Faist J.* // *Laser & Photon. Rev.* 2009. V. 3. N 1–2. P. 45–66.
- [39] *Choi H., Gkortsas V.M., Diehl L., Bour D., Corzine S., Zhu J., Höfler G., Capass F., Kärtner F.X., Norris T.B.* // *Nature Photon.* 2010. V. 4. N 10. P. 706–710.
- [40] *Wang F., Maussang K., Moundji S., Colombelli R., Freeman J.R., Kundu I., Li L., Linfield E.H., Davies A.G., Mangeney J., Tignon J., Dhillon S.S.* // *Optica.* 2015. V. 2. P. 944.
- [41] *Barbieri S., Ravaro M., Gellie P., Santarelli G., Manquest C., Sirtori C., Khanna S.P., Linfield E.H., Davies A.G.* // *Nat. Photon.* 2011. V. 5. P. 306.
- [42] *Bachmann D., Rösch M., Süess M.J., Beck M., Unterrainer K., Darmo J., Faist J., Scalari G.* // *Optica.* 2016. V. 3. P. 1087.
- [43] *Paiella R., Capasso F., Gmachl C., Sivco D.L., Baillargeon J.N., Hutchinson A.L., Cho A.Y., Liu H.* // *Science.* 2000. V. 290. P. 1739.
- [44] *Tzenov P., Babushki I., Arkhipov R., Arkhipov M., Rosanov N., Morgner U., Jirauschek C.* // *New J. Phys.* 2018. V. 20. N 5. P. 053055.
- [45] *Ахманов С.А., Коротеев Н.И.* Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света. М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы, 1981.
- [46] *Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N.* // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. N 11. P. 2189–2192.