

УДК 535.03:519.06

## ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫХ СОЛИТОНОВ МАЛОПЕРИОДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2024 г. А. А. Калинович<sup>1, \*</sup>, С. В. Сазонов<sup>1, 2, 3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова”

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение “Национальный  
исследовательский центр “Курчатовский институт”

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)”

\*E-mail: kalinovich@gmail.com

Поступила в редакцию 29.08.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 29.09.2023 г.

Рассмотрена генерация широкополосного терагерцового излучения с помощью малопериодного лазерного импульса большой интенсивности. С помощью численного моделирования обобщенной системы Ядзимы–Ойкавы показано, что при генерации оптико-терагерцового солитона, в отличие от квазимонохроматического случая, для малопериодного импульса важную роль играет керровская нелинейность с учетом ее дисперсии.

DOI: 10.31857/S0367676524010114, EDN: SAOADZ

### ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение терагерцовых частот находит применение в различных областях науки и техники. С его помощью проводятся исследования в физике, химии, биологии, медицине и т.д. [1, 2]. В связи с этим возникает необходимость поиска эффективных способов генерации терагерцового излучения. Среди прочих следует выделить нелинейный метод оптического выпрямления как наиболее эффективный [3–5]. Генерируемый терагерцовый импульс является чрезвычайно коротким, то есть содержит порядка одного периода колебаний в соответствующем частотном диапазоне. При таком условии в теоретическом анализе для генерируемого терагерцового сигнала этого процесса неприменимо приближение медленно меняющейся огибающей (ММО).

Механизм оптического выпрямления описан теоретически и реализован экспериментально в работах [3–5]. Для эффективной генерации необходимо выполнение условия синхронизма черенковского вида:  $v_g \cos\Theta = v_{ph}$ , где  $v_g$  – групповая скорость оптического импульса,  $v_{ph}$  – фазовая скорость терагерцового сигнала,  $\Theta$  – угол между направлениями распространения оптического и терагерцового сигналов [3–5]. В коллинеарном режиме ( $\Theta = 0$ ) данное условие переходит в известное условие резонанса Захарова–Бенни (ЗБ)  $v_g = v_{ph}$  [6, 7].

Для эффективной генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления используемая для этого среда должна обладать высокой нелинейной оптической восприимчивостью второго порядка  $\chi^{(2)}$ . Этим свойством обладают только оптически анизотропные среды. В экспериментальных работах [4] и [5] в качестве нелинейных сред использовались соответственно одноосные кристаллы арсенида галлия и ниобата лития, для которых  $\chi^{(2)} \sim 10^{-6} - 10^{-7}$  CGSE.

Как отмечено выше, для описания терагерцового сигнала невозможно использовать приближение медленно меняющейся огибающей, широко применимое в оптике. В связи с этим для электрического поля терагерцовой компоненты  $E_T$  используется приближение однонаправленного распространения [8]. Электрическое поле оптической составляющей  $\psi$  описывается с помощью метода ММА. В результате получается система двух нелинейно-связанных уравнений, эквивалентная интегрируемой системе Ядзимы–Ойкавы (ЯО), полученной ранее для описания взаимодействия ионно-звуковой и ленгмюровской волн в плазме [9]. Также система ЯО применима к описанию генерации терагерцового сигнала с помощью квазимонохроматической оптической накачки в случае резонанса ЗБ [10]. Для данной системы существует солитонное решение, являющееся стационарным связанным состоянием оптической и терагерцовой

компонент. При этом несущая частота оптического импульса сдвигается в “красную” область [10–12].

Физический механизм генерации терагерцового излучения заключается в распаде фотона оптического диапазона на терагерцовый фотон и фотон оптической частоты, несколько меньшей исходной. В работе [13] существование данного “красного” сдвига было подтверждено экспериментально.

Для более эффективной генерации терагерцового излучения необходимо повышать интенсивность оптической накачки, поскольку амплитуда электрического поля генерируемого терагерцового сигнала прямо пропорциональна интенсивности оптической составляющей. Это может быть достигнуто с помощью малопериодного лазерного импульса большой интенсивности. В настоящее время нелинейная оптика малопериодных лазерных импульсов, содержащих до одного периода колебаний, приобретает все большую популярность [14–17]. В случае таких импульсов начинают ярко проявляться эффекты нелинейности и дисперсии высших порядков. Система ЯО была обобщена в [18] на случай интенсивного и короткого оптического сигнала с относительной длительностью всего в несколько световых колебаний. Там же показана интегрируемость полученной обобщенной системы ЯО при жестких ограничениях на коэффициенты соответствующих уравнений и получено солитонное решение. Однако данные ограничения на коэффициенты, как правило, не соответствуют экспериментальным условиям. В настоящей работе численно исследуется обобщенная система ЯО, в которой для оптической компоненты учитывается групповая дисперсия третьего порядка, дисперсия квадратичной оптико-терагерцовой нелинейности и кубическая нелинейность с ее дисперсией. Для терагерцовой составляющей учтены дисперсия электронной и колебательной природы, собственная квадратичная нелинейность и квадратичная нелинейность, несущая информацию о фазе оптического импульса (фазовая нелинейность).

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Описание оптико-терагерцового взаимодействия с учетом малопериодности и высокой интенсивности излучения было проведено, в частности, в работе [19]. Однако для более полной картины необходимо также учесть дисперсию кубичной нелинейности оптического поля и дисперсию колебательной природы терагерцовой компоненты, существенные при распространении предельно коротких импульсов. Обобщенная система ЯО, описывающая взаимодействие комплексной амплитуды оптического излучения  $\psi$  и терагерцового поля  $E_T$  с учетом вышеперечисленных эффектов имеет вид:

$$i \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{z}} = -\frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}^2} + i \frac{k_3}{6} \frac{\partial^3 \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}^3} + a \bar{E}_T \bar{\psi} - ib \bar{\psi} \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}} - i \mu \bar{E}_T \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} + \varepsilon |\bar{\psi}|^2 \bar{\psi} + h_1 |\bar{\psi}|^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} + h_2 \bar{\psi} \frac{\partial |\bar{\psi}|^2}{\partial \bar{\tau}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{z}} = \alpha \frac{\partial^3 \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}^3} - \bar{\gamma} \int_{-\infty}^{\bar{\tau}} \bar{E}_T d\tau' - \beta \bar{E}_T \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}} - \sigma \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} |\bar{\psi}|^2 + iq \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} \left( \bar{\psi}^* \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} - \bar{\psi} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial \bar{\tau}} \right),$$

$$\bar{\tau} = t - \bar{z} / v_g = t - \bar{z} / v_T.$$

Здесь,  $\alpha = \frac{\pi}{c} \left( \frac{\partial^2 \chi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=0}$ ,  $\beta = \frac{4\pi \chi^{(2)}(0;0)}{c}$ ,

$$\sigma = \frac{4\pi \chi^{(2)}(\omega; -\omega)}{c n_T}, \quad q = \frac{4\pi}{c} \left( \frac{\partial \chi^{(2)}}{\partial \omega_1} \right)_{\omega_1 = -\omega, \omega_2 = \omega},$$

$$k_2 = \frac{2\pi}{c} \left( 2 \frac{\partial \chi}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 \chi}{\partial \omega^2} \right), \quad k_3 = \frac{2\pi}{c} \left( 3 \frac{\partial^2 \chi}{\partial \omega^2} + \omega \frac{\partial^3 \chi}{\partial \omega^3} \right),$$

$$a = \frac{4\pi \omega}{c} \chi^{(2)}(\omega, 0), \quad b = \frac{4\pi}{c} \chi^{(2)}(\omega, 0),$$

$$\mu = \frac{4\pi}{c} \left( \chi^{(2)}(\omega; 0) + \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \chi^{(2)}(\omega; 0) \right),$$

$$\varepsilon = \frac{6\pi \omega}{c} \chi^{(3)}(\omega, \omega, -\omega) \cdot \chi, \quad h_1 \sim h_2 = \frac{6\pi \omega}{c n_o} \frac{\partial \chi^{(3)}}{\partial \omega}, \quad \chi^{(2)}$$

и  $\chi^{(2)}$  — линейная, квадратичная и кубическая восприимчивости соответственно,  $\omega$  — несущая частота оптического импульса,  $\bar{\gamma}$  — дисперсия колебательной природы терагерцовой компоненты,  $n_T$  — терагерцовый показатель преломления,  $c$  — скорость света в вакууме.

В правой части первого уравнения (1) первые два слагаемых описывают дисперсию групповой скорости (ДГС) второго и третьего порядков соответственно оптической компоненты. Третье слагаемое описывает квадратичную оптико-терагерцовую нелинейность, а четвертое и пятое слагаемые — дисперсию данной нелинейности. Шестое слагаемое соответствует керровской нелинейности, а седьмое и восьмое — ее дисперсии.

В правой части второго уравнения системы (1) первые два слагаемых описывают дисперсию электронной и колебательной природы [17] терагерцовой компоненты, третье — ее собственную

нелинейность. Четвертое слагаемое задает генерацию терагерцового сигнала и пропорционально интенсивности оптического излучения. Последнее слагаемое описывает фазовую нелинейность терагерцового сигнала [20].

В работе рассматривается генерация оптико-терагерцовых солитонов импульсами малой длительности. Из-за этого они имеют малое число осцилляций электромагнитного поля, которое в ниже следующей системе (2) обозначено параметром  $N = \omega\tau_0$ , где  $\tau_0$  — начальная длительность сигнала. При заданной несущей частоте  $\omega$  величина  $N$  пропорциональна длительности сигнала. Для проведения численного моделирования мы обезразмерили систему (1):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = & iD_{k_2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + \frac{D_{k_3}}{N} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3} - iE_T \Psi - \\ & - \frac{1}{N} \Psi \frac{\partial E_T}{\partial \tau} - \frac{2}{N} E_T \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \\ & + ip \left( |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{N} |\Psi|^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \bar{\tau}} + \frac{1}{N} \Psi \frac{\partial |\Psi|^2}{\partial \bar{\tau}} \right), \quad (2) \\ \frac{\partial E_T}{\partial z} = & \frac{1}{4N^2} \frac{\partial^3 E_T}{\partial \tau^3} - \gamma N^2 \int_{-\infty}^{\tau} E_T d\tau' - \frac{1}{N} E_T \frac{\partial E_T}{\partial \tau} - \\ & - D_{\sigma} \frac{\partial}{\partial \tau} |\Psi|^2 + \frac{i}{N} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial \tau} \right). \end{aligned}$$

Коэффициенты в правой части (1) зависят от длительности, поэтому параметр  $N$  включен в (2) явно для отслеживания зависимости решения от числа осцилляций исходного оптического импульса. В (2) введены также нормированные параметры  $\bar{\Psi} = \Psi \Psi_0$ ,  $\bar{E}_T = E_T \Psi_0$ ,  $\Psi_0$  — пиковая амплитуда оптического сигнала на входе,

$$\bar{\tau} = \tau \tau_0, \quad \bar{z} = z l_{nl}, \quad l_{nl} = 1/(a \Psi_0), \quad D_{k_2} = \text{sign}(k_2) \frac{l_{nl}}{l_{dis2}},$$

$$D_{k_3} = \frac{l_{nl}}{l_{dis3}}, \quad l_{dis2} = \frac{2\tau_0^2}{|k_2|}, \quad l_{dis3} = \frac{6\tau_0^3}{k_3}, \quad \text{параметр}$$

$$\mu \text{ переходит в } \frac{\mu \Psi_0}{\tau_0} l_{nl} \approx \frac{2}{N}, \quad b - \text{ в } \frac{b \Psi_0}{\tau_0} l_{nl} \approx \frac{1}{N},$$

$$\alpha - \text{ в } \frac{\alpha l_{nl}}{\tau_0^3} \approx \frac{1}{4N^2}, \quad \beta - \text{ в } \frac{\beta \Psi_0}{\tau_0} l_{nl} \approx \frac{1}{N}, \quad \bar{\gamma} - \text{ в } \gamma N^2,$$

$$q - \text{ в } \frac{q \Psi_0}{\tau_0^2} l_{nl} \approx \frac{1}{N}, \quad D_{\sigma} = \frac{\sigma \Psi_0 l_{nl}}{\tau_0}, \quad p = \frac{\varepsilon \Psi_0^2 l_{nl}}{\tau_0},$$

$\tau_0$  — длительность оптического импульса на входе. В системе (2) использованы соотношения

$$\frac{q}{\sigma} = \frac{b}{a}, \quad \mu = 2b \quad \text{ между коэффициентами системы (1) [18].}$$

На вход среды подается только оптический импульс, начальное условие имеет вид:

$$\Psi(z = 0, \tau) = \Psi_0 \exp(-\tau^2), \quad E_T(z = 0, \tau) = 0. \quad (3)$$

Система (2) обладает интегралом движения:

$$N_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 d\tau = \text{const}. \quad (4)$$

Величина  $N_0$  в (4), будучи пропорциональной числу фотонов в оптическом импульсе, сохраняется. Часть энергии каждого из оптических фотонов уходит в терагерцовую область, за счет чего происходит их красное смещение, то есть уменьшение частоты. Число терагерцовых фотонов  $N_T = \int_{-\infty}^{+\infty} E_T^2 d\tau$  увеличивается, оно в системе (2) не сохраняется.

Совершая во втором уравнении системы (2) предельный переход  $\tau \rightarrow +\infty$  и учитывая, что в этом пределе оптическая и терагерцовая компоненты вместе со всеми своими производными устремляются к нулю, приходим к необходимому условию

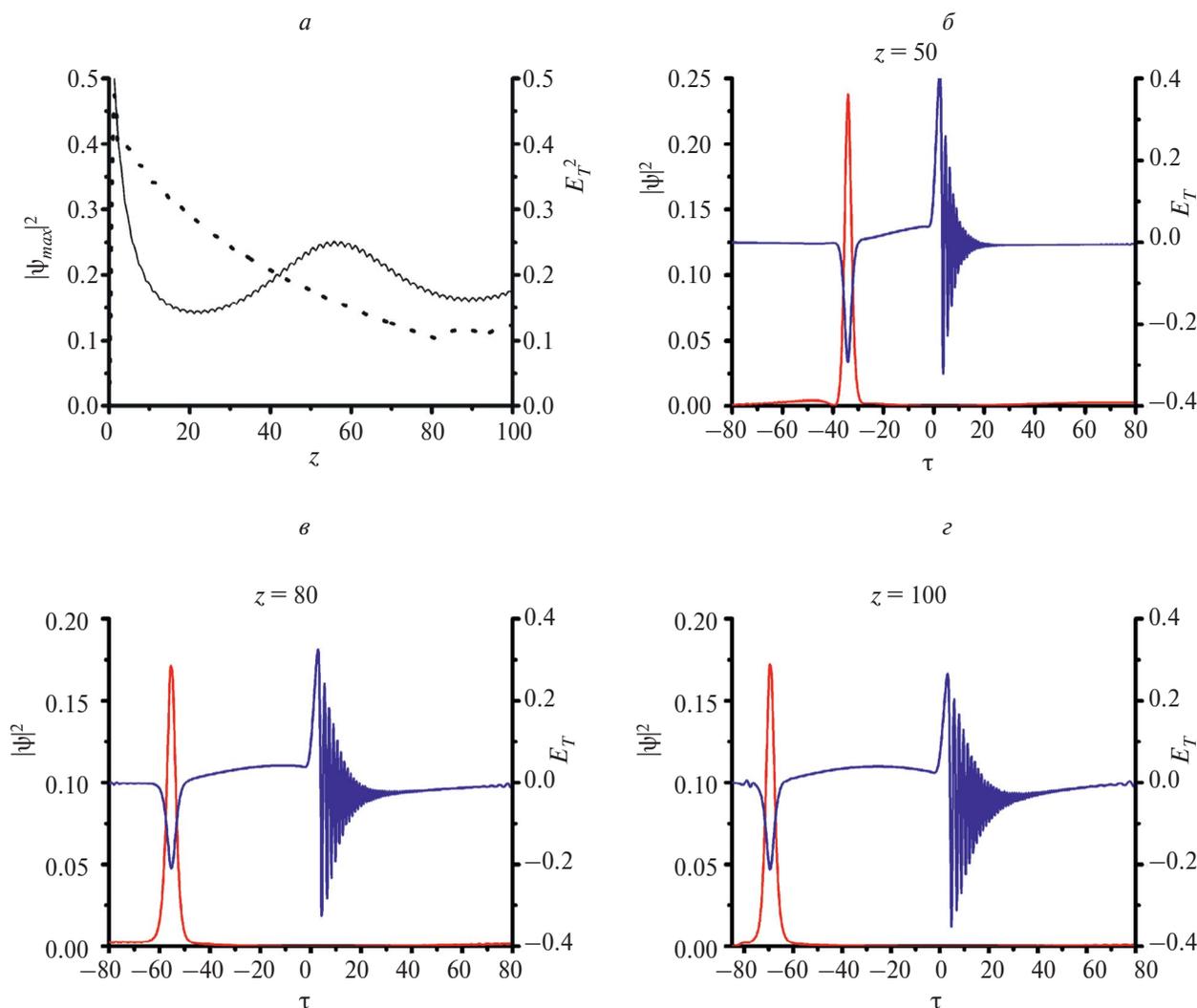
$$A_T = \int_{-\infty}^{+\infty} E_T d\tau = 0. \quad (5)$$

Равенство (5) представляет собой частный случай правила сохранения электрической площади широкополосного импульса, установленного в [21, 22].

Таким образом, поскольку на входе (при  $z = 0$ ) в среду терагерцовый импульс отсутствует, его электрическая площадь тождественно равна нулю при любых значениях координаты  $z$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Система (2) совместно с начальными условиями (3) решалась численно псевдо-спектральным методом с контролем сохранения интегралов (4) и (5). Проведена серия численных экспериментов, в результате которых были получены оптико-терагерцовые солитоны и широкополосный терагерцовый сигнал. Рассматривались случаи отсутствия кубичной нелинейности ( $p = 0$ ) и фокусирующей кубичной нелинейности ( $p = -1$ ).



**Рис. 1.** Пиковые интенсивности (а) оптической (сплошная линия) и терагерцовой (пунктирная линия) компонент, профили оптической (красный) и терагерцовой (синий) компонент на разных расстояниях (б, в, з). Начальная амплитуда  $\psi_0 = 1$ , коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков  $D_{k2} = 0.5$ ,  $D_{k3} = 0.5$ , дисперсия колебательной природы терагерцового сигнала  $g = 10^{-5}$ , квадратичная и кубическая нелинейности  $D_\sigma = 1$ ,  $p = 0$ , число колебаний  $N = 10$ .

На рис. 1 показан случай генерации при числе осцилляций  $N = 10$  и отсутствии кубической нелинейности  $p = 0$ . Остальные использованные параметры:  $\psi_0 = 1$ ,  $D_{k2} = 0.5$ ,  $D_{k3} = 0.5$ ,  $\gamma = 10^{-5}$ ,  $D_\sigma = 1$ . Полученная картина аналогична описанной в [19]: возникает оптико-терагерцовый солитон и запаздывающий относительно него широкополосный терагерцовый сигнал. Прослежено устойчивое распространение данного оптико-терагерцового солитона на расстояние в 100 нелинейных длин.

На рис. 2 приведены результаты расчета, аналогичного предыдущему, за исключением наличия фокусирующей кубической нелинейности  $p = -1$ . Возникающий оптико-терагерцовый солитон

имеет большую интенсивность как оптической, так и терагерцовой компоненты. Это делает материалы с более выраженным эффектом кубической нелинейности более перспективными для генерации терагерцового излучения.

На рис. 3 представлены данные расчета для малопериодного импульса  $N = 3$  при отсутствии фокусирующей нелинейности  $p = 0$ . В этом случае внутри огибающей импульса всего три осцилляции электрического поля, что близко к пределу, когда имеет смысл приближение медленно меняющегося поля. Остальные параметры аналогичны случаю, приведенному на рис. 1. За счет уменьшения числа осцилляций, в соответствии с нормированной системой (2) влияние электронной компоненты дисперсии терагерцового сигнала

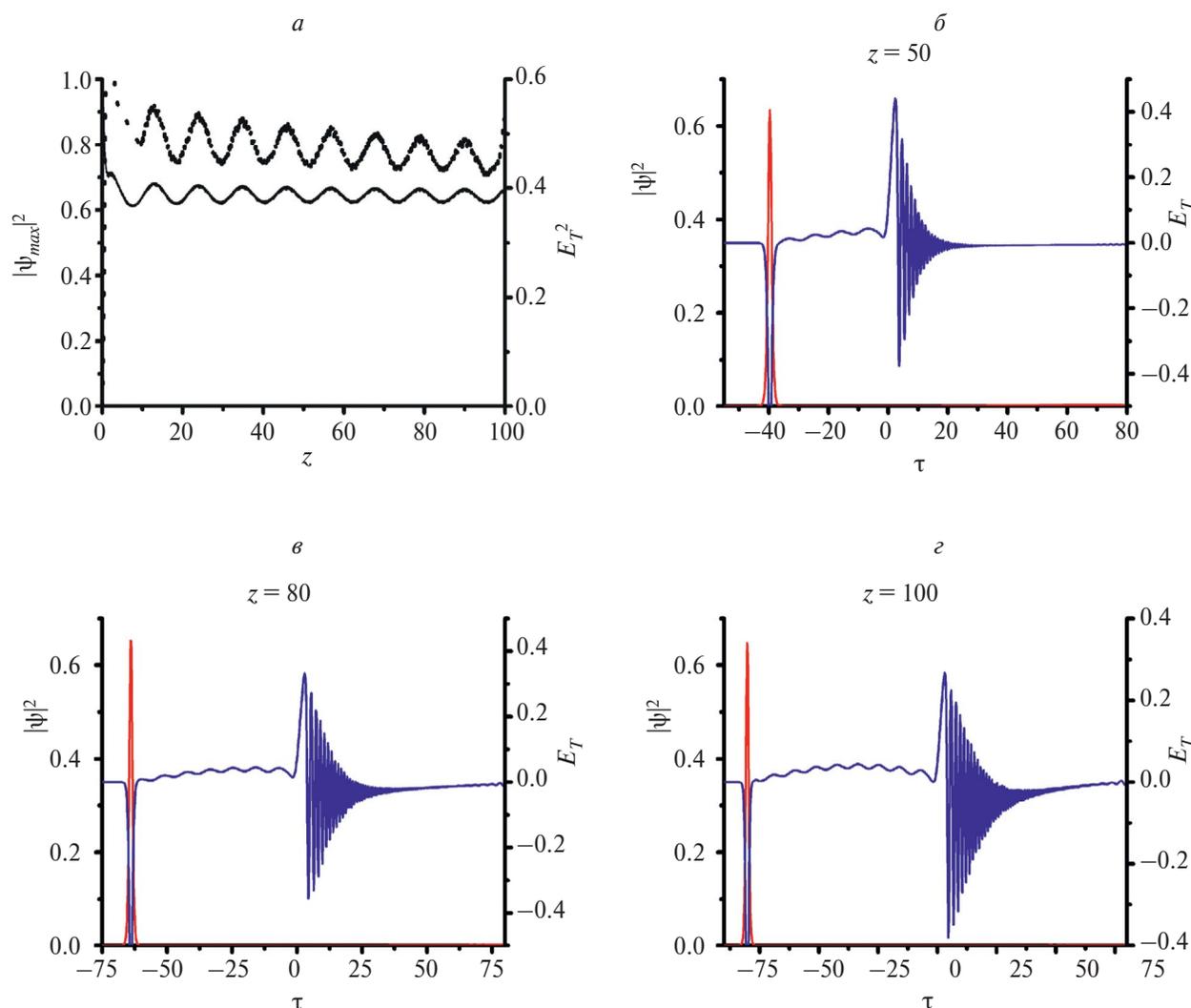


Рис. 2. Аналогично рис. 1, при тех же параметрах, кроме  $p = -1$ .

возрастает, а колебательной — убывает. Также возрастает роль дисперсии третьего порядка оптической компоненты. На рис. 3а можно видеть, что пиковая амплитуда оптической компоненты убывает с ростом дистанции распространения  $z$ . Это говорит о том, что устойчивый оптико-терагерцовый солитон не формируется. На рис. 3б–3г оптический и терагерцовый сигналы взаимодействуют, но их поперечная форма меняется на различных сечениях  $z = \text{const}$ .

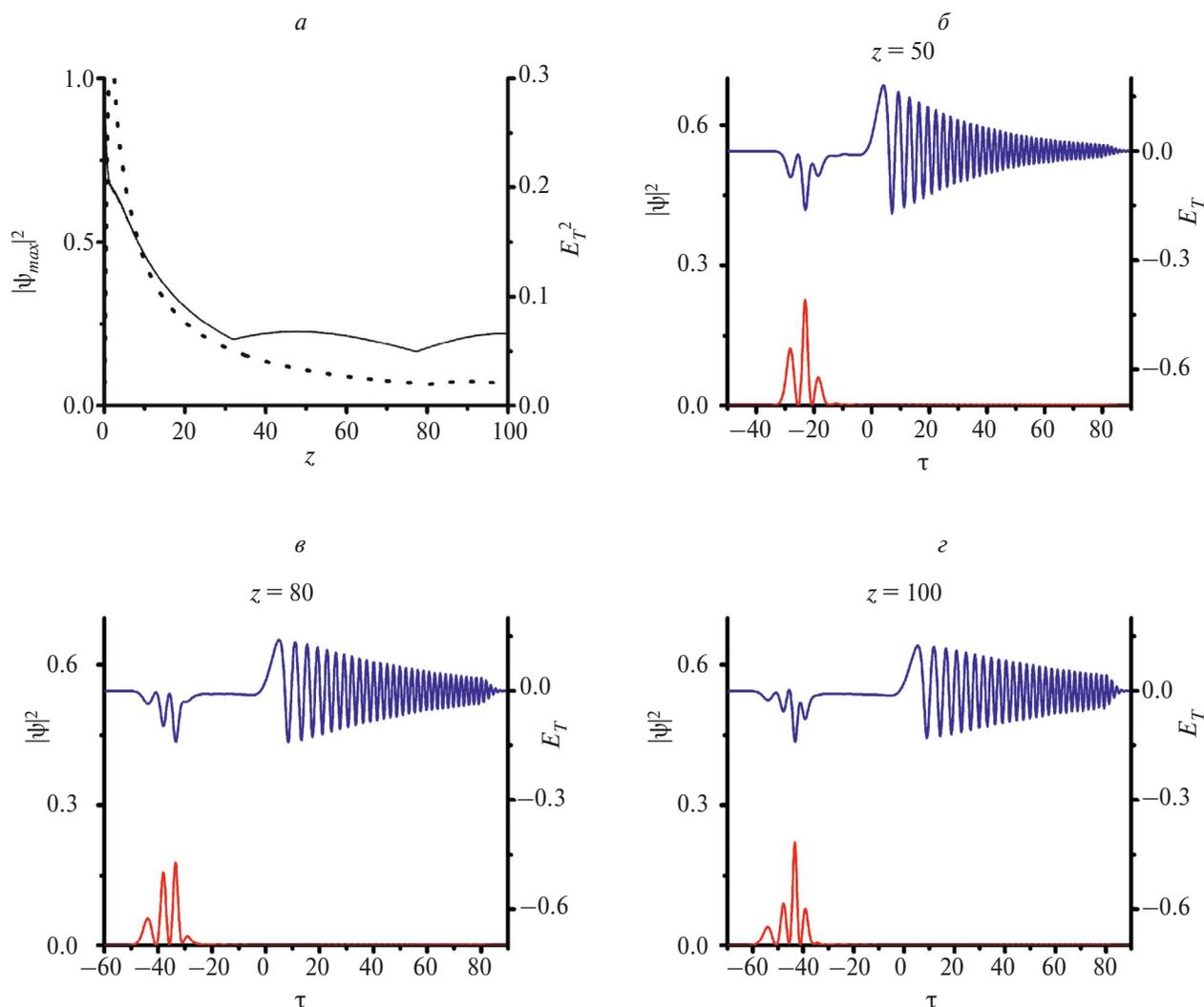
На рис. 4 приведены результаты расчета с параметрами, аналогичными рис. 3, за исключением наличия фокусирующей керровской нелинейности  $p = -1$ . Пиковая амплитуда оптического сигнала на рис. 4а сохраняется с расстояния  $z = 10$ . Это свидетельствует о том, что к расстоянию в 10 нелинейных длин уже формируется оптико-терагерцовый солитон, распространение которого прослежено до ста нелинейных длин (см. рис. 4б и 4в). Справа

от этого солитона можно видеть оторвавшийся от солитона терагерцовый сигнал, постепенно меняющий свой профиль.

Сделаем некоторые численные оценки параметров, рассмотренных здесь оптико-терагерцовых импульсов. Используя связь  $I_0 = c\psi_0^2 / 4\pi$  между пиковой интенсивностью  $I_0$  входного оптического импульса и его пиковой амплитудой  $\psi_0$ , запишем выражение для нелинейной длины  $l_{nl}$  в виде:

$$l_{nl} = \frac{c}{4\pi\omega\chi^{(2)}} \sqrt{\frac{c}{4\pi I_0}}.$$

Взяв для одноосного кристалла ниобата лития  $\chi^{(2)} \sim 10^{-7}$  CGSE [23],  $\omega \sim 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $I_0 \sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ , будем иметь  $l_{nl} \sim 0,1 \text{ см}$ . Таким образом, отмеченные выше дистанции от 10 до 100 нелинейных



**Рис. 3.** Пиковые интенсивности (а) оптической (сплошная линия) и терагерцовой (пунктирная линия) компонент, профили оптической (красный) и терагерцовой (синий) компонент на разных расстояниях (б, в, г). Начальная амплитуда  $\psi_0 = 1$ , коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков  $D_{k2} = 0.5$ ,  $D_{k3} = 0.5$ , дисперсия колебательной природы терагерцового сигнала  $\gamma = 10^{-5}$ , квадратичная и кубическая нелинейности  $D_{\sigma} = 1$ ,  $p = 0$ , число колебаний  $N = 3$ .

длин соответствуют интервалу дистанций в данном кристалле от 1 до 10 см. При этом характерные временные длительности оптического и терагерцового импульсов составляют порядка нескольких десятков фемтосекунд. Как результат, спектры оптического и генерируемого сигналов сближаются друг с другом. Этот процесс сопровождается захватом генерируемым сигналом инфракрасного диапазона.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью обобщенной системы Ядзими-Ойкавы проведено численное моделирование генерации оптико-терагерцовых

солитонов и широкополосного терагерцового сигнала малоамплитудным лазерным импульсом. Показано, что фокусирующая оптическая нелинейность способствует формированию оптико-терагерцовых солитонов даже при учете влияния дисперсии нелинейности в случае предельно короткого оптического сигнала, состоящего всего из трех осцилляций электрического поля. В связи с этим материалы, в которых более выражен эффект керровской нелинейности, перспективны для генерации терагерцового излучения.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

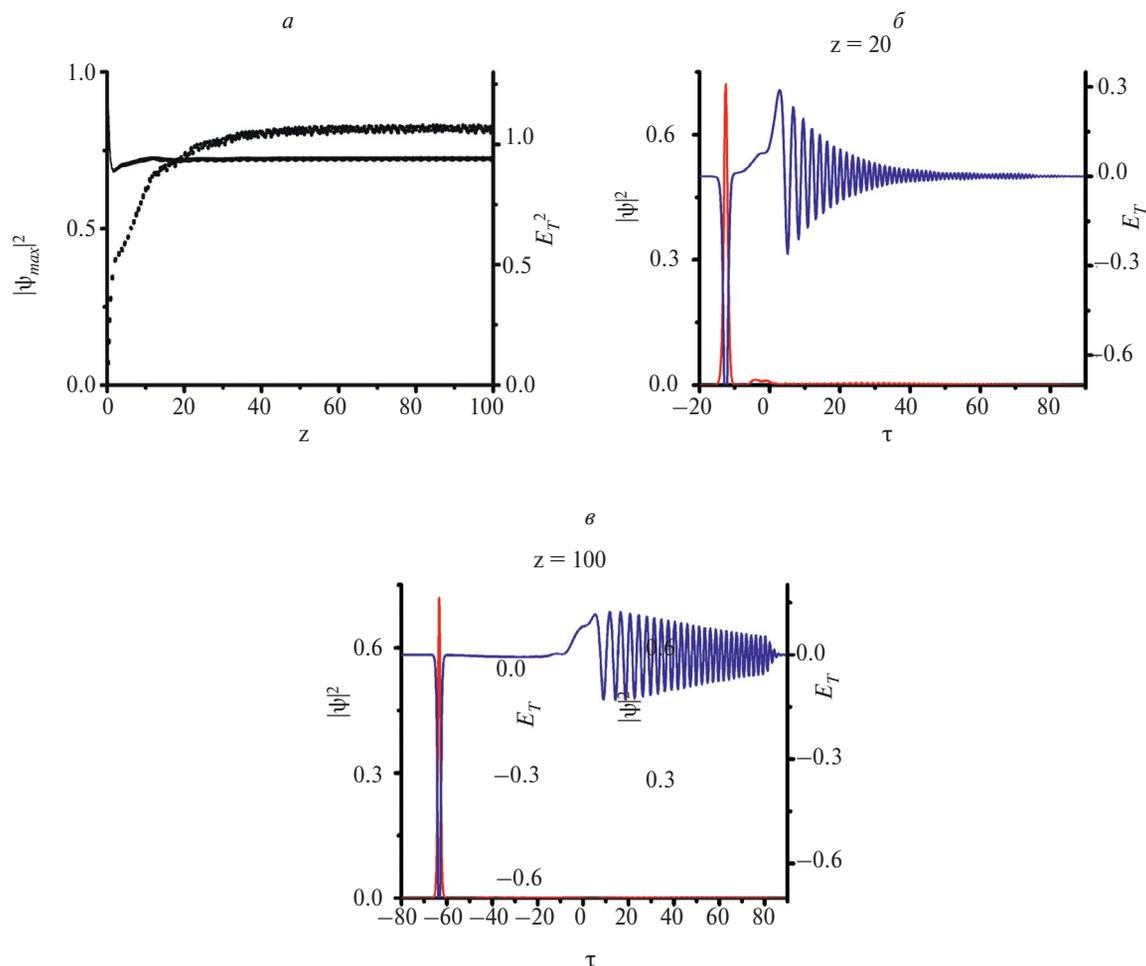


Рис. 4. Аналогично рис. 3, при тех же параметрах, кроме  $p = -1$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peiponen K.-E., Zeitler A., Kuwata-Gonokami A. Terahertz spectroscopy and imaging. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013.
2. Smirnov S.V., Grachev Ya.V., Tsyarkin A.N. et al. // J. Opt. Technol. 2014. V. 81. No. 8. P. 464.
3. Абдулин У.А., Ляхов Г.А., Руденко О.В., Чиркин А.С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 4. С. 1295; Abdullin U.A., Lyakhov G.A., Rudenko O.V., Chirkin A.S. // Sov. Phys. JETP. 1974. V. 66. No. 4. P. 633.
4. Багдасарян Б.А., Макарян А.О., Погосян П.С. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 498; Bagdasaryan B.A., Makaryan A.O., Pogosyan P.S. // JETP Lett. 1983. V. 37. P. 594.
5. Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1555.
6. Захаров В.Е. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 5. С. 1745; Zakharov V.E. // Sov. JETP. 1972. V. 62. No. 5. P. 908.
7. Benney D.J. // Studies Appl. Math. 1977. V. 56. No. 1. P. 81.
8. Eilbeck J.C., Gibbon J.D., Caudrey P.J. et al. // J. Phys. A. Math. Nucl. Gen. 1973. V. 6. P. 1337.
9. Yajima N., Oikawa M. // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. No. 6. P. 1719.
10. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. № 12. С. 746; Sazonov S.V., Sobolevskii A.F. // JETP Lett. 2002. V. 75. No. 12. P. 746.
11. Бугай А.Н., Сазонов С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 8. С. 470; Bugai A.N., Sazonov S.V. // JETP Lett. 2008. V. 87. No. 8. P. 470.
12. Hattori T., Takeuchi K. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 8076.
13. Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чукалин С.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 5. С. 279; Stepanov A.G., Mel'nikov A.A., Kompanets V.O., Chekalin S.V. // JETP Lett. 2007. V. 85. No. 5. P. 279.
14. Leblond H., Mihalache D. // Phys. Reports. 2013. V. 523. No. 2. P. 61.

15. *Brabec T., Krausz F.* // Rev. Modern Phys. 2000. V. 71. P. 545.
16. *Krausz F., Ivanov M.* // Rev. Modern Phys. 2009. V. 81. P. 163.
17. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 2. С. 404; *Kozlov S.A., Sazonov S.V.* // JETP. 1997. V. 111. No. 2. P. 221.
18. *Сазонов С.В., Сухоруков А.П., Устинов Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 10. С. 703; *Sazonov S.V., Sukhorukov A.P., Ustinov N.V.* // JETP Lett. 2014. V. 100. No. 10. P. 703.
19. *Калинович А.А., Захарова И.Г., Сазонов С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 12. С. 1678; *Kalinovich A.A., Zakharova I.G., Sazonov S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 12. P. 1427.
20. *Сазонов С.В., Сухоруков А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 12. С. 871; *Sazonov S.V., Sukhorukov A.P.* // JETP Lett. 2013. V. 98. No. 12. P. 871.
21. *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектроск. 2009. Т. 107. № 5. P. 761; *Rosanolov N.N.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. No. 5. P. 721.
22. *Розанов Н.Н.* Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит, 2011.
23. *Nikogosyan D.N.* Nonlinear optical crystals: a complete survey. Berlin: Springer, 2005.

## Generation of optical-terahertz solitons by a few-cycle laser pulse

A. A. Kalinovich<sup>a, \*</sup>, S. V. Sazonov<sup>a, b, c</sup>

<sup>a</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

<sup>c</sup>*Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 123182 Russia*

\**e-mail: kalinovich@gmail.com*

The generation of broadband terahertz radiation using an extremely short laser pulse of high intensity is considered. Using numerical simulation of the generalized Yajima-Oikawa system, it is shown that in the generation of an optical-terahertz soliton, in contrast to the quasi-monochromatic case, Kerr nonlinearity plays an important role for a low-period pulse, considering its dispersion.