

01

Влияние переменного электрического поля на динамику предельно коротких импульсов в полимерном композите с углеродными нанотрубками

© Н.Н. Янюшкина

Волгоградский государственный университет,
400062 Волгоград, Россия
e-mail: yana_nn@volsu.ru

Поступило в Редакцию 24 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 24 декабря 2025 г.
Принято к публикации 24 декабря 2025 г.

Представлено исследование динамики предельно коротких оптических импульсов в композитной среде на основе полимера и углеродных нанотрубок (УНТ) под воздействием внешнего переменного электрического поля. На основе модифицированного нелинейного волнового уравнения, учитывающего вклад в плотность электрического тока как полимерной матрицы, так и нанотрубок, проведено численное моделирование эволюции импульсов. Установлено, что внешнее переменное поле является эффективным инструментом управления амплитудой, формой и скоростью распространения импульсов. Детально проанализирована зависимость динамики импульсов от амплитуды и частоты внешнего поля, а также от концентрации и геометрии УНТ в композите. Показано, что варьирование этих параметров позволило изменять характеристики импульса, что открывает перспективы для создания управляемых оптических элементов и сред.

Ключевые слова: полимерный композит, углеродные нанотрубки, предельно короткие оптические импульсы, высокочастотное электрическое поле.

DOI: 10.61011/JTF.2026.05.62744.343-25

Введение

Современная фотоника и оптоэлектроника предъявляют все более высокие требования к устройствам обработки и передачи информации, что стимулирует активный поиск новых нелинейных материалов и методов управления световыми сигналами. Особый интерес в этом контексте представляют предельно короткие оптические импульсы [1], длительность которых сопоставима с несколькими периодами колебаний электромагнитного поля (обычно 1 – 3 колебания) [2,3]. Такие импульсы являются не только мощным инструментом для изучения фундаментальных сверхбыстрых процессов [4], но и перспективными носителями информации в системах связи следующего поколения, позволяя достигать рекордных скоростей передачи данных [5].

Одной из ключевых задач при работе с предельно короткими импульсами является разработка компактных и эффективных устройств для управления их параметрами — амплитудой, фазой, длительностью и формой. Традиционные подходы, основанные на нелинейных эффектах в объемных кристаллах или оптических волокнах, зачастую требуют значительных мощностей или длин взаимодействия. В этой связи взгляд исследователей обращен к композитным материалам, свойствами которых можно целенаправленно управлять. Среди них выделяются полимерные композиты [6,7], наполненные углеродными нанотрубками (УНТ, CNT) [8,9]. Такие системы сочетают в себе технологичность и гибкость поли-

мерной матрицы с уникальными нелинейно-оптическими свойствами УНТ, обладающих сильной нелинейной поляризуемостью и сверхбыстрым откликом в широком спектральном диапазоне. Отметим также, что УНТ находят применение в разработке ключевых элементов оптоэлектронных устройств, включая интегральные схемы [10], фотонные излучатели [11], резонаторы [12], насыщающиеся поглотители в лазерах с синхронизацией мод [13] и оптические ограничители [14].

Ключевым преимуществом композитной структуры является возможность целенаправленного управления пространственной организацией УНТ — их геометрией, ориентацией и плотностью упаковки. Контроль над этими параметрами может осуществляться как на этапе синтеза материала, так и после него. К наиболее перспективным методам предварительной обработки относится метод химического осаждения из газовой фазы (CVD) с плавающим катализатором (FCCVD) [15,16], в котором в отличие от традиционного CVD катализатор вводится в газообразную или аэрозольную форму в реакционной камере. Среди методов постобработки можно выделить сухое прядение [17,18], мокрое прядение [19,20], комбинированное прядение [21], химическое сшивание [22], которые используются для достижения одноосного выравнивания и упаковки УНТ. Именно такая управляемая архитектура наноструктуры позволяет получать гибридные материалы с превосходными функциональными характеристиками, включая повышенную механическую прочность, высокую электропроводность,

улучшенную термическую стабильность и оптимальные реологические свойства.

Важным направлением в управлении оптическими свойствами материалов является использование внешних электрических полей. Этот подход позволяет динамически контролировать распространение электромагнитных волн, что является ключевым фактором для создания современных оптических устройств. Так, в работе [23] продемонстрирована возможность использования массива УНТ с искусственно созданной неоднородностью для проектирования солитонных клапанов, пропускательность которых контролируется внешним электрическим полем, что открывает путь к разработке управляемых оптических затворов и модуляторов. Также показано, что благодаря изменению амплитуды внешней накачки можно управлять формой предельно короткого оптического импульса и стабилизировать ее [24]. Это особенно ценно для задач передачи информации без искажений и управления предельно короткими импульсами в нелинейных средах.

В отличие от постоянного поля, которое может вызывать необратимые процессы, переменное электрическое поле представляет собой более гибкий инструмент. Оно позволяет динамически модулировать электронную структуру и, как следствие, нелинейно-оптические отклики нанонаполнителей без накопления пространственного заряда. Однако механизмы влияния переменного электрического поля на распространение и трансформацию предельно коротких импульсов в таких сложных диэлектрических средах, как полимерные композиты с УНТ, изучены недостаточно полно. Это и обуславливает актуальность настоящего исследования.

В настоящей работе представлено теоретическое и численное исследование влияния переменного электрического поля на динамику предельно коротких ИК импульсов в полимерном композите с полупроводниковыми УНТ. В отличие от предыдущих исследований динамики в подобных системах [25–27], где эффекты внешнего поля не учитывались, настоящее исследование направлено на анализ новых эффектов, вызванных воздействием высокочастотного электрического поля.

1. Модель и основные уравнения

Прохождение предельно короткого оптического импульса через композитную среду моделируется при следующих условиях. Массив вертикально выровненных УНТ в полимере ориентирован так, что волновой вектор лазерного импульса перпендикулярен ему и направлен по оси Oz (рис. 1). Считаем, что расстояние между УНТ много больше их радиуса. Напряженность электрического поля импульса $E = (E(y, z, t), 0, 0)$ ориентирована вдоль оси Ox, что вызывает в УНТ электрический ток с поверхностной плотностью $j = (j(y, z, t), 0, 0)$. Такую ориентацию массива можно получить, например, при помощи полимерной матрицы. Еще одним вариантом

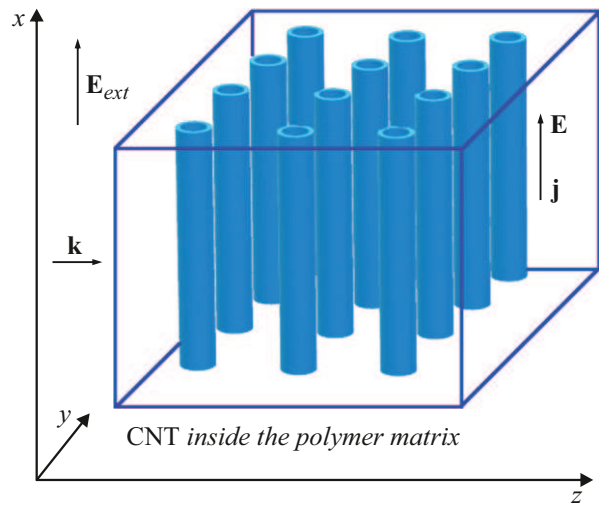


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии системы: УНТ помещены в полимерную матрицу.

является каталитическое химическое осаждение из газовой фазы (CCVD), в котором в качестве катализаторов обычно используют наночастицы железа, кобальта или никеля [28,29]. Помимо классического подхода, значительный интерес представляет усовершенствованная методика CCVD, впервые предложенная в 2004 г. научной группой под руководством К. Хаты [30]. Данный метод, часто называемый „стимулированным водяным паром“, доказал свою исключительную эффективность в синтезе высококачественных однослойных УНТ. Ключевое отличие от CCVD заключается в контролируемом введении небольшого количества водяного пара в реакционную камеру наряду с основными углеродосодержащими газами-прекурсорами. Это позволяет бороться с быстрой дезактивацией катализатора, при этом каталитическая активность наночастиц поддерживается в течение нескольких минут, а не секунд по сравнению с простым CCVD. Благодаря своей эффективности и простоте данный метод стал одним из стандартных и широко воспроизводимых подходов в синтезе УНТ для фундаментальных исследований и передовых технологических применений.

Волновое уравнение на x -компоненту векторного потенциала $A = (A(y, z, t), 0, 0)$ с учетом калибровки: $cE = -\partial A/\partial t$ может быть записано следующим образом:

$$\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} j(A), \tag{1}$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, плотность электрического тока складывается из двух составляющих — j_{CNT} (вклада УНТ) и j_{pol} (вклада полимера). Отметим, что здесь используется простая модель для определения эффективной диэлектрической проницаемости, которая основана на приближении Максвелла–Гарнетта [31] и дает лишь оценку ϵ .

Для нахождения плотности тока j_{CNT} используется кинетическое уравнение Больцмана, из которого с учетом замены $p \rightarrow p - |e|A/c$ и бесстолкновительного приближения (длительность импульса много меньше времени релаксации электронов) получается следующая формула [32]:

$$j_{CNT} = -\frac{|e|N}{\pi\hbar} \sum_{s=1}^m \int_{BZ} dp \cdot v\left(p - \frac{|e|A}{c}, s\right) f(\varepsilon_s(p) - \mu), \quad (2)$$

где e — заряд электрона, p — квазиимпульс электрона, N — плотность размещения нанотрубок, $f(p, s, \mu)$ — функция распределения Ферми–Дирака, μ — химический потенциал, BZ — границы первой зоны Бриллюэна, $v(p, s) = \partial\varepsilon_s(p, s)/\partial p$ — скорость электронов в УНТ, закон дисперсии электронов $\varepsilon_s(p, s)$ УНТ zig-zag типа $(m, 0)$ имеет вид [33]:

$$\varepsilon_s = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (3)$$

$s = 1, 2, \dots, m$, $\gamma_0 = 2.7 \text{ eV}$ — интеграл перескока, $a = 3b/(2\hbar)$, b — расстояние между соседним атомами углерода в УНТ.

Далее, разлагая закон дисперсии (3) в ряд Фурье, получим следующее выражения для плотности электрического тока в нанотрубках:

$$j_{CNT} = -\frac{|e|N\gamma_0}{\pi\hbar} \sum_{r=1}^{\infty} r G_r \sin\left(\frac{r|e|aA}{c}\right),$$

$$G_r = -\sum_{s=1}^m \frac{B_{r,s}}{\gamma_0} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos\left(\frac{ra\tilde{p}}{c}\right)}{1 + \exp\left(\sum_{r=1}^{\infty} B_{r,s} \cos\left(\frac{ra\tilde{p}}{c}\right) - \mu\right)} d(a\tilde{p}), \quad (4)$$

где $B_{q,s}$ — коэффициенты разложения (3).

Отметим, что в УНТ типа zig-zag, у которых число m не кратно трем, имеется щель в энергетическом спектре. Причем чем больше диаметр УНТ, тем ширина запрещенной зоны (E_g) меньше. Так, например, для УНТ типа (7,0) $E_g = 1.33 \text{ eV}$. Для импульсов с длиной волны $1.5 \mu\text{m}$ энергия фотона будет составлять приблизительно 0.83 eV , т.е. ее недостаточно для того, чтобы электроны преодолели щель и появились в зоне проводимости. Поэтому мы используем электростатическое легирование [34–36], что приведет к сдвигу уровня Ферми ближе к зоне проводимости и соответствует ненулевому химическому потенциалу μ (формула (4)), который и определяет концентрацию электронов в зоне проводимости УНТ $n(T, \mu)$:

$$n(T, \mu) = \sum_{s=1}^m \int_{BZ} \frac{N}{\pi\hbar} f(\varepsilon_s(p) - \mu) dp. \quad (5)$$

Отметим, что электростатическое легирование является одним из методов, позволяющих управлять кон-

центрацией носителей заряда без физического внедрения посторонних атомов (как в классическом легировании [37–39]), а с помощью приложения внешнего электрического поля. Принцип действия легко понять из устройства полевого транзистора [40,41]. При этом тип и концентрация носителей заряда в материале динамически контролируются величиной и знаком приложенного напряжения. Есть и другие способы, которые помогают бороться с низкой концентрацией электронов в зоне проводимости. К ним относятся: термовозбуждение — нагрев материала увеличивает тепловую энергию электронов в валентной зоне, которой становится достаточно для преодоления запрещенной зоны [42], инжекция носителей [43], многофотонное поглощение при высокоинтенсивном лазерном излучении, когда электрон одновременно поглощает несколько фотонов, суммарная энергия которых превышает или равна ширине запрещенной зоны [44,45].

Расчет плотность электрического тока в полимере j_{pol} проводился аналогично вычислению компоненты j_{CNT} . В качестве полимера нами выбирался полиацетилен в конфигурации транс-(CH)_x. Закон дисперсии электронов в полимере [46] можно записать в следующем виде:

$$\varepsilon(q) = -t_0 \cos(qa_0),$$

$$qa_0 = \frac{2\pi n}{N_0} \left(n = 0, \pm 1, \dots, \pm \frac{N_0}{2}\right), \quad (6)$$

где N_0 — число атомов в решетке, a_0 — длина связи между атомами углерода в полимере (0.14 nm), t_0 — интеграл перекрытия электронных облаков в полимере (2.5 eV). Окончательно выражение для плотности тока в полимере принимает вид:

$$j_{pol} = -\frac{|e|}{\pi\hbar} R \cdot t_0 \cdot \chi \cdot \sin\left(\frac{a_0|e|A}{c}\right),$$

$$R = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos(a_0q)}{1 + \exp(\varepsilon(q)/k_B T)} d(a_0q), \quad (7)$$

где χ определяет концентрацию электронов в полимере, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

2. Учет внешнего переменного электрического поля

Учет внешнего переменного электрического поля приводит к изменению векторного потенциала, что выражается через следующую замену в формуле для плотности тока: $A \rightarrow A + A_1$. Поскольку $E_{ext} = (E_1, 0, 0)$ и $cE_1 = -\partial A_1/\partial t$,

$$A \rightarrow A - E_{ext} \frac{c}{\omega_{ext}} \sin(\omega_{ext}t + \alpha). \quad (8)$$

Здесь E_1 , ω_{ext} и α — амплитуда, частота и фаза внешнего электрического поля, причем $E_1 = E_{ext} \cos(\omega_{ext}t)$.

Далее подставим выражение (8) в (4) и применим формулу „синус разности“:

$$j_{CNT} = -\frac{|e|N\gamma_0}{\pi\hbar} \sum_{r=1}^{\infty} rG_r \times \left\{ \sin\left(\frac{r|e|a}{c}A\right) \cos\left(\frac{r|e|aE_{ext}}{\omega_{ext}} \sin(\omega_1 t + \alpha)\right) - \cos\left(\frac{r|e|a}{c}A\right) \sin\left(\frac{r|e|aE_{ext}}{\omega_{ext}} \sin(\omega_1 t + \alpha)\right) \right\}. \quad (9)$$

С учетом известных формул [47]:

$$\cos(a \cdot \sin b) = J_0(a) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(a) \cos(2kb),$$

$$\sin(a \cdot \sin b) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(a) \cos((2k-1)b), \quad (10)$$

где J_k — функции Бесселя k -го порядка, проводим усреднение по периоду высокочастотного поля и окончательно получаем следующее выражение для плотности тока в УНТ:

$$j_{CNT} = -\frac{|e|N\gamma_0}{\pi\hbar} \sum_{r=1}^{\infty} rG_r \sin\left(\frac{r|e|a}{c}A\right) J_0\left(\frac{r|e|aE_{ext}}{\omega_{ext}}\right). \quad (11)$$

Действуя аналогичным образом, получим выражение для плотности тока в полимере с учетом внешнего переменного поля:

$$j_{pol} = -\frac{|e|Rt_0\chi}{\pi\hbar} \sin\left(\frac{a_0|e|A}{c}\right) J_0\left(\frac{|e|aE_{ext}}{\omega_{ext}}\right). \quad (12)$$

Отметим, что внешнее высокочастотное поле генерирует продольный поверхностный ток и поверхностную волну для продольного вектора Герца. В этом случае необходимо также рассматривать уравнение Леонтовича–Левина, которое описывает поведение поля на поверхности объекта и позволяет обнаружить необычные резонансы и эффект замедления волны. Как показано в работе [48], выполнение условия: $L/d < 0.1$ (d — расстояние между ближайшими УНТ, L — длина нанотрубки) обеспечивает отсутствие негативного влияния резонансов на импульс ($L < 200 \text{ nm} \cdot 0.1$). В настоящей работе массив УНТ ($L < 20 \text{ nm}$) рассматривается в виде однородного слоя с некоторой эффективной толщиной и диэлектрической проницаемостью. Выход за рамки данного приближения и учет уравнения Леонтовича–Левина не был целью настоящей работы и будет осуществлен авторами в дальнейшем.

3. Результаты численного моделирования

Уравнение (1) с учетом (11) и (12) после приведения к безразмерному виду решалось при помощи конечно-разностной схемы [49] с использованием

стандартных условий устойчивости. Поскольку уравнение на векторный потенциал имеет вид аналога уравнения синус-Гордона, необходимо выполнение критерия Куранта–Фридрихса–Леви. Причем шаги разностной схемы уменьшались последовательно в два раза до тех пор, пока решение не изменялось в пятом знаке после запятой. Начальное условие для векторного потенциала предельно короткого импульса задавалось при помощи функции Гаусса:

$$A(y, z, 0) = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{\gamma_z^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\gamma_y^2}\right),$$

$$\frac{dA(y, z, 0)}{dt} = \frac{2A_0 \cdot z \cdot v_z}{\gamma_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{\gamma_z^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\gamma_y^2}\right), \quad (13)$$

где A_0 — начальная амплитуда импульса, $v_z = 0.95$ — его скорость в момент времени $t = 0$ (в единицах скорости света), γ_x, γ_z — определяют начальную ширину предельно короткого импульса вдоль заданных направлений y и z .

Численное моделирование проводилось при следующих параметрах: УНТ типа (7,0), полимерный композит имеет следующие размеры: $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}$, $z = 0$ соответствует его месторасположению (началу). По нашим оценкам, концентрация электронов в УНТ равна $5.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ для $\mu = 0.65 \text{ eV}$ и температуры $T = 77 \text{ K}$ (определена численно по формуле (5) для массива УНТ (7,0) с диаметром $d_{CNT} = 0.55 \text{ nm}$, расстояние между нанотрубками $d \approx 200 \text{ nm}$, массив на УНТ площади $1 \times 1 \text{ cm}$, что соответствует плотности упаковки $N = 2.5 \cdot 10^9$ на квадратный сантиметр). Отметим, что переход через границу не рассматривается, поскольку считаем, что при $t = 0$ импульс находится внутри образца. Напряженность электрического поля импульса при $t = 0$ (максимальное значение) составляет $5 \cdot 10^7 \text{ V/m}$.

Интенсивность электрического поля предельно короткого импульса определяется по формуле

$$I \propto E^2. \quad (14)$$

Рис. 2 демонстрирует эволюцию интенсивности двумерного предельно короткого оптического импульса в ходе его прохождения через полимерный композит с УНТ в отсутствие внешнего высокочастотного поля.

Импульс распространяется локализовано, что обусловлено балансом двух конкурирующих процессов — дисперсии и нелинейности среды. При этом с течением времени он испытывает уширение.

На рис. 3 представлен предельно короткий оптический импульс в зависимости от амплитуды внешнего переменного поля.

Согласно рис. 3 можно заключить, что приложение внешнего переменного электрического поля приводит к уменьшению интенсивности и появлению дополнительных пиков, следующих за основным импульсом. Наблюдаемые явления являются прямым следствием изменения электродинамических свойств композита под

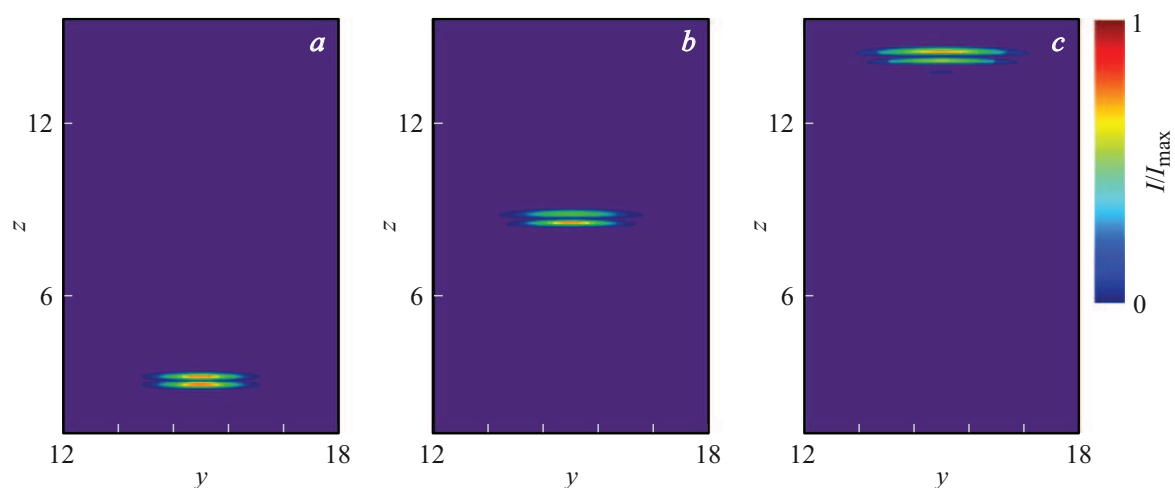


Рис. 2. Интенсивность электрического поля импульса в отсутствие внешнего электрического поля в различные моменты времени: *a* — $t = 0$; *b* — $t = 1.4 \cdot 10^{-14}$ s; *c* — $t = 2.8 \cdot 10^{-13}$ s. Единицы по координатам соответствуют $4 \cdot 10^{-6}$ м. Цветовая шкала приведена для интенсивности, отнесенной к максимуму интенсивности для всех рисунков (*a–c*).

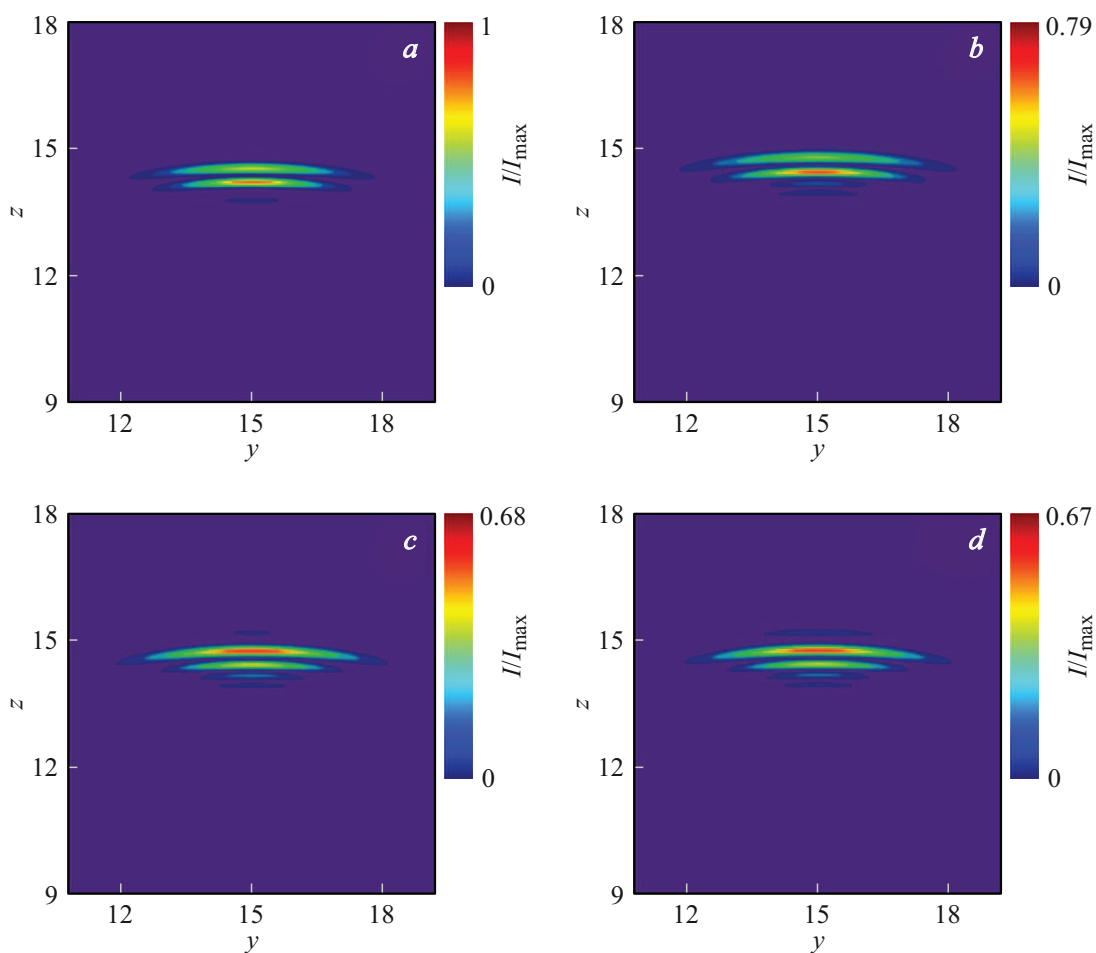


Рис. 3. Интенсивность электромагнитного импульса в момент времени $t = 2.8 \cdot 10^{-13}$ s для разных значений амплитуды высокочастотного поля $E_{ext} (\omega_{ext} = 10^{14} \text{ s}^{-1})$: *a* — $E_{ext} = 0$; *b* — $E_{ext} = 1.5 \cdot 10^8$ V/m; *c* — $E_{ext} = 3 \cdot 10^8$ V/m; *d* — $E_{ext} = 6 \cdot 10^8$ V/m. Единицы по координатам соответствуют $4 \cdot 10^{-6}$ м. Цветовая шкала отображает интенсивность, приведенную к максимуму из всех рисунков (*a–d*).

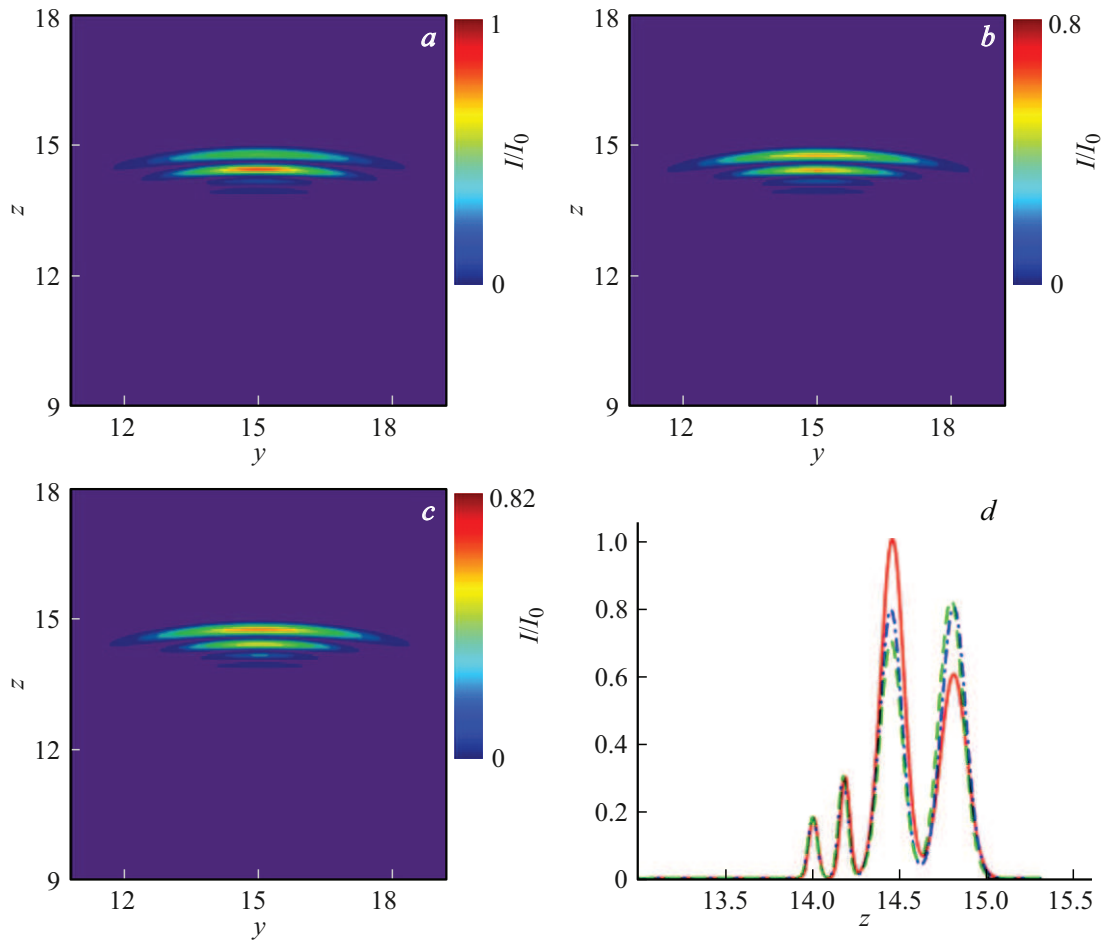


Рис. 4. Интенсивность электромагнитного импульса в момент времени $t = 2.8 \cdot 10^{-13}$ с при $eaE_{ext}/\omega_{ext} = 1$ для разной концентрации полимера: $a - \chi = 0$; $b - \chi = 0.5$; $c - \chi = 1.0$; $d -$ срезы при $y = 15$: красная линия — для рисунка (a), синяя линия — для рисунка (b), зеленая линия — для рисунка (c). Единицы по координатам соответствуют $4 \cdot 10^{-6}$ м. Цветовая шкала отображает интенсивность, приведенную к максимуму интенсивности для значения $\chi = 0$.

действием внешнего переменного электрического поля. Внешнее поле изменяет диэлектрическую проницаемость среды. Ключевой механизм этого изменения — ускорение свободных носителей заряда, которые эффективнее взаимодействуют с проходящим излучением, что приводит к усилению рассеяния энергии на них. Другими словами, наблюдается комбинация усиления диссипативных процессов и активации нелинейно-оптических явлений в композите под действием управляющего электрического поля.

Стоит отметить, что влияние на поведение импульса оказывает величина, пропорциональная отношению амплитуды внешнего переменного поля E_{ext} к его частоте ω_{ext} . Зависимость ширины предельно короткого импульса от величины eaE_{ext}/ω_{ext} представлена в таблице. За ширину импульса принималось расстояние от его центра, на котором максимум интенсивности уменьшается вдвое. При значении $eaE_{ext}/\omega_{ext} = 4.0$ дифракционное распыление импульса оказывается значительно более выраженным, чем при $eaE_{ext}/\omega_{ext} = 0$. Это связано с

Ширина предельно короткого импульса

Величина eaE_{ext}/ω_{ext}	Ширина предельно короткого импульса, $4 \cdot 10^{-6}$ м
0	1.08
0.5	1.14
1	1.32
2	1.35
4	1.5

тем, что управляющее переменное поле вызывает динамические изменения в электронной подсистеме среды, что, в свою очередь, ослабляет ее самофокусирующие свойства и приводит к более сильному распылению импульса.

Влияние концентрации полимера на параметры предельно короткого импульса показано на рис. 4 и 5.

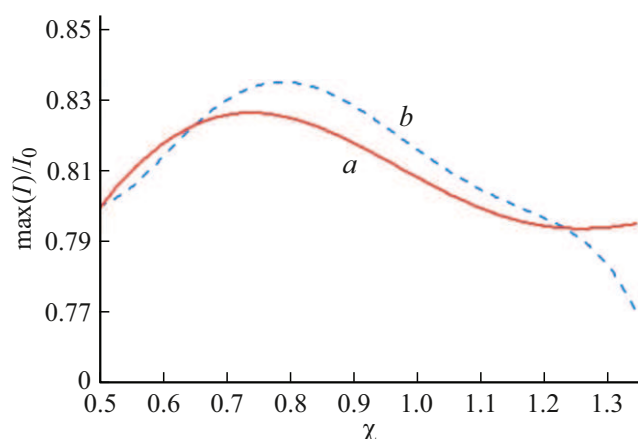


Рис. 5. Максимум интенсивности электромагнитного импульса в момент времени $t = 2.8 \cdot 10^{-13}$ с в зависимости от концентрации полимера: *a* — при $eaE_{ext}/\omega_{ext} = 1$; *b* — при $eaE_{ext}/\omega_{ext} = 2$. I_0 соответствует максимуму интенсивности при $\chi = 0$.

Пространственная модуляция показателя преломления, вызванная зависимостью диэлектрических свойств от концентрации полимера (параметр χ), приводит к перераспределению энергии импульса в продольном и поперечном направлениях. Тем не менее это не влечет за собой качественного изменения динамики импульса (рис. 4). Рис. 5 демонстрирует значительную зависимость интенсивности электромагнитного импульса от концентрации полимера в композите. Так, минимальное относительное отклонение величины $\max(I)$ составляет 17%.

Заключение

1. Разработана модель, описывающая распространение предельно короткого импульса в нелинейной среде с полимерным композитом, содержащим УНТ, с учетом модуляции ее электрооптических свойств внешним переменным электрическим полем.

2. Подбирая амплитуду и частоту внешнего поля, можно управлять параметрами электромагнитного импульса (интенсивностью и шириной) за счет изменения нелинейного отклика композитного материала.

3. Приложение внешнего переменного поля приводит к появлению дополнительных пиков импульса, что важно для генерации высших гармоник, минимизации повреждения материалов, управления нелинейно-оптическими процессами.

Благодарности

Автор выражает благодарность доктору физико-математических наук, профессору М.Б. Белоненко за его многолетнюю поддержку, обсуждение и ценные рекомендации.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема „FZUU-2023-0001“).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F.X. Kärtner. *Few-cycle laser pulse generation and its applications* (Springer Berlin, Heidelberg, 2004)
- [2] D.R. Carlson, P. Hutchison, D.D. Hickstein, S.B. Papp. *Opt. Express*, **27** (26), 37374 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.037374
- [3] Н.Н. Розанов. *УФН*, **193**, 1127 (2023). DOI: 10.3367/UFN.2022.12.039297 [N.N. Rosanov. *Phys. Usp.*, **66** (10), 1059 (2023). DOI: 10.3367/UFN.2022.12.039297]
- [4] W. Kaiser. *Ultrashort laser pulses* (Springer Berlin, Heidelberg, 2006)
- [5] M.G. Burdanova, G.M. Katyba, R. Kashtiban, G.A. Komandin, E. Butler-Caddle, M. Staniforth, A.A. Mkrtchyan, D.V. Krasnikov, Y.G. Gladush, J. Sloan, A.G. Nasibulin, J. Lloyd-Hughes. *Carbon*, **173**, 245 (2021). DOI: 10.1016/j.carbon.2020.11.008
- [6] M. Moniruzzaman, K.I. Winey. *Macromolecules*, **39** (16), 5194 (2006). DOI: 10.1021/ma060733p
- [7] M. Sabet. *Iran Polym J.*, **34**, 917 (2025). DOI: 10.1007/s13726-024-01419-1
- [8] П. Харрис. *Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века* (Техносфера, М., 2003)
- [9] S. Iijima. *Nature*, **354**, 56 (1991). DOI: 10.1038/354056a0
- [10] S. Wang, H. Liu, L.-M. Peng. *Nature Commun.*, **8**, Article no. 15649 (2017). DOI: 10.1038/ncomms15649
- [11] Y. Wang, G. Sun, X. Zhang, X. Zhang, Z. Cui. *Adv. Electron. Mater.*, **10** (10), 2400124 (2024). DOI: 10.1002/aelm.202400124
- [12] J.-J. Li, K.-D. Zhu. *Opt. Express*, **20** (6), 5840 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.005840
- [13] S.Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, M. Jablonski. *J. Lightwave Technol.*, **22**, 51 (2004).
- [14] Y. Chen, Y. Lin, Y. Liu, J. Doyle, N. He, X. Zhuang, J. Bai, W.J. Blau. *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **7** (4–5), 1268 (2007). DOI: 10.1166/jnn.2007.308
- [15] C. Hoecker, F. Smail, M. Pick, L. Weller, A.M. Boies. *Sci. Rep.*, **7**, 14519 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-14775-1
- [16] T. Fujimori, D. Yamashita, Y. Kishibe, M. Sakai, H. Inoue, T. Onoki, J. Otsuka, D. Tanioka, T. Hikata, S. Okubo, K. Akada, J. Fujita. *Sci. Rep.*, **12**, 1285 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-05297-6
- [17] Y.-L. Li, I.A. Kinloch, A.H. Windle. *Science*, **304**, 276 (2004). DOI: 10.1126/science.1094982
- [18] W. Xu, Y. Chen, H. Zhan, J.N. Wang. *Nano Lett.*, **16**, 946 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b03863
- [19] R.J. Headrick, D.E. Tsentelovich, E.A. Bengio. *Adv. Mater.*, **30**, 1704482 (2018). DOI: 10.1002/adma.201704482

- [20] D. Tsentelovich, R.J. Headrick, F. Mirri, J. Hao, N. Behabtu, C.C. Young, M. Pasquale. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **9**, 36189 (2017). DOI: 10.1021/acsami.7b10968
- [21] J. Lee, Y. Jung, J. Park, H.S. Lee, Y.-K. Kim, C.R. Park, H.S. Jeong, S.M. Kim. *Nat. Commun.*, **10**, 2962 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-10998-0
- [22] O.-K. Park, H. Choi, H. Jeong, Y. Jung, J. Yu, J.K. Lee, J.Y. Hwang, S.M. Kim, Y. Jeong, C.R. Park, M. Endo, B.-C. Ku. *Carbon*, **118**, 413 (2017). DOI: 10.1016/j.carbon.2017.03.079
- [23] E.G. Fedorov, A.V. Zhukov, R. Bouffanais, N.N. Konobeeva, E.V. Boroznina, B.A. Malomed, H. Leblond, D. Mihalache, M.B. Belonenko, N.N. Rosanov, T.F. George. *Phys. Rev. B*, **103** (8), 085111 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.085111
- [24] N.N. Konobeeva, E.G. Fedorov, N.N. Rosanov, A.V. Zhukov, R. Bouffanais, M.B. Belonenko. *J. Appl. Phys.*, **126**, 203103 (2019). DOI: 10.1063/1.5128365
- [25] N.N. Konobeeva. *Optik*, **157**, 521 (2018). DOI: 10.1016/j.ijleo.2017.11.133
- [26] E.H. Галкина, М.Б. Белоненко. *Опт. и спектр.*, **129** (10), 1280 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.10.51494.1838-21 [E.N. Galkina, M.B. Belonenko. *Opt. Spectr.*, **129** (10), 1280 (2021). DOI: 10.21883/EOS.2022.13.53983.1838-21]
- [27] S.V. Belibikhin, N.N. Konobeeva. *Nanosystems: Phys., Chem., Mathem.*, **15** (1), 60 (2024). DOI: 10.17586/2220-8054-2024-15-1-60-64
- [28] W.Z. Li, S.S. Xie, L.X. Qian, B.H. Chang, B.S. Zou, W.Y. Zhou, R.A. Zhao, G. Wang. *Science*, **274**, 1701 (1996). DOI: 10.1126/science.274.5293.1701
- [29] E. Flahaut, A. Peigney, W.S. Bacsa, R.R. Bacsa, C. Laurent. *J. Mater. Chem.*, **14**, 646 (2004). DOI: 10.1039/B312367G
- [30] K. Hata, D.N. Futaba, K. Mizuno, T. Namai. *Science*, **306**, 1362 (2004). DOI: 10.1126/science.1104962
- [31] F.J. Garcia-Vidal, J.M. Pitarke, J.B. Pendry. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4289 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.4289
- [32] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (Наука, М., 1989)
- [33] А.В. Елецкий. *УФН*, **167**, 945 (1997). DOI: 10.3367/UFNr.0167.199709b.0945 [A.V. Eletsii. *Phys. Usp.*, **40**, 899 (1997). DOI: 10.1070/PU1997v040n09ABEH000282]
- [34] G. Gupta, B. Rajasekharan, R.J.E. Huetting. *IEEE Trans Electron Devices*, **64** (8), 3044 (2017). DOI: 10.1109/TED.2017.2712761
- [35] R.J.E. Huetting, G. Gupta. *Electrostatic doping and devices*. In: M. Rudan, R. Brunetti, S. Reggiani (eds). *Springer handbook of semiconductor devices*. (Springer, Cham, 2022), p. 371–389. DOI: 10.1007/978-3-030-79827-7_11
- [36] S. Cristoloveanu, K.H. Lee, H. Park, M.S. Parihar. *Solid State Electron.*, **155**, 32 (2019). DOI: 10.1016/j.sse.2019.03.017
- [37] L. Duclaux. *Carbon*, **40** (10), 1751 (2002). DOI: 10.1016/S0008-6223(02)00043-X
- [38] M.V. Kharlamova, M. Sauer, T. Saito, Y. Sato, K. Suenaga, T. Pichler, H. Shiozawa. *Nanoscale*, **7**, 1383 (2015). DOI: 10.1039/C4NR05586A
- [39] M.I. Paukov, S. Sun, A.A. Vorfolomeeva, A.V. Syuy, R.I. Romanov, M.S. Mironov, A.A. Vyshnevyy, G.A. Komandin, L.G. Bulusheva, A.V. Okotrub, A.V. Arsenin, V. Volkov, Y. Zhang, M.G. Burdanova. *Carbon*, **230**, 119580 (2024). DOI: 10.1016/j.carbon.2024.119580
- [40] L. Britnell, R.V. Gorbachev, R. Jalil, B.D. Belle, F. Schedin, A. Mishchenko, T. Georgiou, M.I. Katsnelson, L. Eaves, S.V. Morozov, N.M.R. Peres, J. Leist, A.K. Geim, K.S. Novoselov, L.A. Ponomarenko. *Science*, **335** (6071), 947 (2012). DOI: 10.1126/science.12184
- [41] M.D. Bishop, G. Hills, T. Srimani, C. Lau, D. Murphy, S. Fuller, J. Humes, A. Ratkovich, M. Nelson, M.M. Shulaker. *Nature Electronics*, **3**, 492 (2020). DOI: 10.1038/s41928-020-0419-7
- [42] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of semiconductor devices* (John Wiley & Sons, Hoboken, 1968)
- [43] D. Somvanashi, S. Kallatt, C. Venkatesh, S. Nair, G. Gupta, J.K. Anthony, D. Karmakar, K. Majumdar. *Phys. Rev. B*, **96**, 205423 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.205423
- [44] J. Shi, H. Chu, Y. Li, X. Zhang, H. Pan, D. Li. *Nanoscale*, **11**, 7287 (2019). DOI: 10.1039/C8NR10174D
- [45] W.-D. Cheng, D.-S. Wu, X.-D. Lim, Y.-Z. Lan, H. Zhang, D.-G. Chen, Y.-J. Gong, Y.-C. Zhang, F.-F. Li, J. Shen, Z.-G. Kan. *Phys. Rev. B*, **70** (15), id. 155401. DOI: 10.1103/PhysRevB.70.155401
- [46] В.А. Осипов, В.К. Федянин. *Полиацетилен и двумерные модели квантовой теории поля* (ИОЯИ, Дубна, 1985)
- [47] G.A. Korn, T.M. Korn, *Mathematical handbook for scientists and engineers* (McGraw Hill, NY., 1968)
- [48] N.R. Sadykov, S.E. Jolnirov. *Phys. E: Low-dimensional systems and nanostructures*, **128**, 114574 (2021). DOI: 10.1016/j.physe.2020.114574
- [49] J.W. Thomas. *Numerical partial differential equations-finite difference methods* (Springer-Verlag, NY., 1995)