18

Ультракороткий плазмонный импульс в углеродной нанотрубке

© И.В. Дзедолик, А.Д. Ляшко

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Физико-технический институт,
Симферополь, Россия

e-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru

Поступила в редакцию 01.02.2024 г.
В окончательной редакции 07.10.2024 г.
Принята к публикации 09.10. 2024 г.

Теоретически исследована динамика плазмонных мод, возбуждаемых в углеродной нанотрубке ультракоротким электромагнитным импульсом. Получены нелинейные дифференциальные уравнения, описывающие взаимодействие возбуждающего электромагнитного импульса и электронов проводимости в углеродной нанотрубке при распространении плазмонного импульса вдоль ее оси. Показано, что возбуждающий электромагнитный импульс с гауссовой огибающей трансформируется в плазмонную кноидальную волну либо плазмонный солитон в зависимости от соотношения параметров электромагнитного импульса и параметров углеродной нанотрубки.

Ключевые слова: углеродная нанотрубка, ультракороткий плазмонный импульс, кноидальная волна, кинк, солитон.

DOI: 10.61011/OS.2024.10.59424.5988-24

Введение

Интенсивное развитие микроэлектроники, связанное со все увеличивающимися объемами обрабатываемой информации, привело к взрывному росту количества логических элементов в интегральных микросхемах [1]. Увеличение количества элементов в микросхеме неизбежно ведет к уменьшению размеров элементов, и (по мере приближения их к нанометровой области) начинают проявляться квантовые свойства и наноструктур, и обрабатываемых сигналов [2]. Концентрация электромагнитного поля в нанометровых объемах вещества приводит к возникновению нелинейного взаимодействия электронов и фотонов в наноструктурах [3–11].

Одним из быстроразвивающихся направлений нанофотоники в последнее время является наноплазмоника [12]. Однако рассеяние энергии, приводящее к большим потерям при передаче и обработке плазмонных сигналов в металлических нанопроводах и наноструктурах, сдерживает переход с полупроводниковой на плазмонную схемотехнику. Альтернативой плазмонным металлическим наноструктурам являются углеродные (графеновые) наноструктуры, в том числе углеродные нанотрубки (УНТ) [3–6,13–16] и логические элементы на их основе [17,18]. Динамика электронов в зоне проводимости криволинейных наноструктур изучается в настоящее время как теоретически, так и экспериментально [19,20]. Потери энергии сигналов, передаваемых и обрабатываемых в углеродных наноструктурах, существенно меньше, чем в металлических наноструктурах. В связи с этим развитие плазмонной схемотехники, возможно, в дальнейшем будет ориентировано на углеродные наноструктуры.

В настоящей работе исследуются нелинейные свойства УНТ с конфигурацией атомов углерода armchair, обусловливающей металлический тип проводимости. Дисперсионное уравнение для электронов проводимости в таких УНТ зависит от азимутальной и продольной компонент квазиимпульса электронов, а электромагнитное поле описывается системой двух нелинейных уравнений для азимутальной и продольной компонент векторного потенциала. Циклические граничные условия позволяют ввести связь между компонентами квазиимпульса электрона и получить одно нелинейное уравнение для продольной компоненты потенциала. Это уравнение имеет решения в форме кноидальной волны либо солитона в зависимости от соотношения параметров ультракороткого электромагнитного импульса и параметров УНТ. В УНТ с проводимостью металлического типа ультракороткий плазмонный импульс с гауссовой огибающей может трансформироваться в солитон, распространяющийся вдоль оси нанотрубки со скоростью, зависящей от его амплитуды. На основе рассматриваемых в работе нелинейных эффектов в УНТ возможно конструирование новых наноэлементов интегральных микросхем, работающих на оптических частотах.

Дисперсионное уравнение

В приближении сильной связи ближайших атомов в кристаллической решетке графена дисперсионное уравнение имеет вид [21]

$$E = \tilde{E} \pm E, \tag{1}$$

знак плюс в уравнении (1) относится к энергии электронов в зоне проводимости, знак минус — к энергии

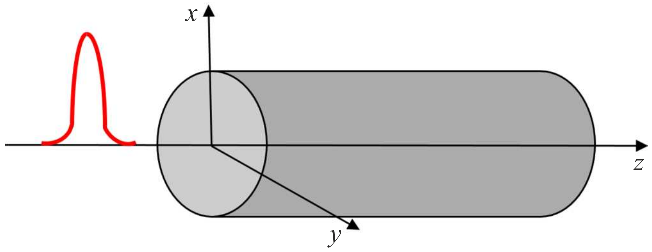

Рис. 1. Углеродная нанотрубка, на которую вдоль ее оси z падает ультракороткий электромагнитный импульс.

в валентной зоне. Члены дисперсионного уравнения (1) имеют вид

$$\tilde{E} = E_0 + \gamma_{AA'} g(k_x, k_y),$$

$$\Delta E = \gamma_{AB}\sqrt{g(k_x, k_y)}$$

— полуширина спектральной щели, где

$$g(k_x, k_y) = 1 + 4\cos\frac{k_y a}{2}\left(\cos\frac{\sqrt{3}k_x a}{2} + \cos\frac{k_y a}{2}\right) \quad (2)$$

— геометрическая функция, a — постоянная решетки графена, E_0 — энергия атома углерода. Интегралы перекрытия в дисперсионном уравнении (1) имеют следующие значения: $\gamma_{AA'} = 0.2\gamma_{AB} = 0.54\,\mathrm{eV}$, $\gamma_{AB} = 2.7\,\mathrm{eV}$ [16].

Периодические граничные условия $\mathbf{Rk} = (n\mathbf{r}_1 + m\mathbf{r}_2)(\mathbf{1}_x k_x + \mathbf{1}_y k_y) = 2\pi s$, где $r_1 = r_2 = a$, где $s = 1, 2, \ldots, m$, для УНТ (рис. 1) с индексами хиральности (n, m) [13] позволяют найти связь компонент электронного вектора $\mathbf{k}$:

$$\frac{\sqrt{3}k_x}{2} = \frac{1}{n+m}\left[\frac{2\pi}{a}s + (n-m)\frac{k_y}{2}\right],$$

с помощью которой можно представить геометрическую функцию (2) в виде

$$g_{nms} = 1 + 4\cos\left(\frac{a}{2\hbar}p_y\right) \times\left[\cos\left(\frac{2\pi s}{n+m} + \frac{n-m}{n+m}\frac{a}{2\hbar}p_y\right) + \cos\left(\frac{a}{2\hbar}p_y\right)\right],$$

где $p_y = \hbar k_y$ — квазиимпульс электрона. При $n \neq 3q$, $m \neq 0$, где $q = 1, 2, 3, \ldots$, в электронном спектре имеет место щель $\Delta E_{nms} \neq 0$, т.е. УНТ имеет полупроводниковые свойства. Для УНТ zigzag$(n, 0)$ при $n = 3q$ и для УНТ armchair(m, m) при любом m в точках соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости электронный спектр становится бесщелевым, т.е. УНТ имеет металлический тип проводимости [3,13,14,16].

Полуклассическое приближение

Рассмотрим динамику плазмонного импульса, возбужденного в УНТ ультракоротким электромагнитным импульсом (рис. 1). Электромагнитное поле в полуклассическом приближении описывается уравнением для векторного потенциала [22]

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \quad (3)$$

с калибровкой

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t},$$

где вектор плотности тока равен

$$\mathbf{j} = -e\int \mathbf{v} f\,\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3},$$

$\mathbf{v} = \frac{\partial E}{\partial p}$ — скорость электронов,

$$\nabla^2 \to \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

— лапласиан в цилиндрической системе координат. Электронный ток в УНТ возбуждается электромагнитным импульсом, при этом дрейфовое движение электронов отсутствует, но возникают осцилляции электронной плотности под влиянием электромагнитного поля импульса. Электронные осцилляции и электромагнитное поле импульса гибридизируются, что приводит к генерации плазмонного импульса, распространяющегося по продольной оси z УНТ.

Функция распределения электронов f удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial\mathbf{p}} + \frac{\partial E}{\partial\mathbf{p}}\frac{\partial f}{\partial\mathbf{r}} = S_t f.$$

В приближении времен релаксации [3,4] интеграл столкновений в уравнении (4) представим в виде

$$S_t f = \frac{1}{t_r}(f_0 - f),$$

где $t_r \cong 3\cdot 10^{-13}\,\mathrm{s}$ — время релаксации, $f_0 = [1 + \exp(E/k_\mathrm{B}T)]^{-1}$ — равновесная функция распределения Ферми, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, $k_\mathrm{B}T = 2.6\cdot 10^{-2}\,\mathrm{eV}$. На поверхности УНТ уравнение (4) для функции распределения приобретает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{c}\frac{\partial A_\varphi}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial p_\varphi} - \frac{e}{c}\frac{\partial A_z}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial p_z} + \frac{\partial E}{\partial p_\varphi}\frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial\varphi} + \frac{\partial E}{\partial p_z}\frac{\partial f}{\partial z} + \frac{1}{t_r}f = \frac{1}{t_r}\frac{1}{1+\exp(E/k_\mathrm{B}T)}, \quad (5)$$

где $A_\varphi(t, z)$ и $A_z(t, z)$ — компоненты векторного потенциала поля поверхностных мод УНТ.

Вектор плотности тока в УНТ в уравнении (3) с учетом зависимости энергии от координат $E(\varphi, z)$ представим в виде

$$\mathbf{j} = -\frac{e}{(2\pi\hbar)^3}\int dp_r dp_\varphi dp_z\left(\mathbf{1}_\varphi\frac{\partial E}{\partial p_\varphi} + \mathbf{1}_z\frac{\partial E}{\partial p_z}\right)f, \quad (6)$$

где $\mathbf{1}_{\varphi,z}$ — единичные векторы цилиндрической системы координат. Вектор плотности тока (6) имеет азимутальную компоненту j_φ и продольную компоненту j_z, направленную по продольной оси z УНТ, т.е. представляет собой спираль с правой либо левой намоткой в зависимости от соотношения фаз компонент тока. Из выражения для вектора плотности тока (6) следует, что компонента электронного тока j_r в УНТ не возбуждается, так как уравнение для радиальной компоненты потенциала A_r не имеет источника:

$$\frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_r}{\partial t^2} = 0.$$

Запишем уравнения для компонент векторного потенциала A_φ и A_z в УНТ с учетом выражения для вектора плотности тока (6):

$$\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_\varphi}{\partial t^2} = \frac{e}{c\pi\hbar^2 a}\int\limits_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp_\varphi \int\limits_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp_z \frac{\partial E}{\partial p_\varphi} f, \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = \frac{e}{c\pi\hbar^2 a}\int\limits_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp_\varphi \int\limits_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp_z \frac{\partial E}{\partial p_z} f. \tag{8}$$

Внешнее электромагнитное поле с компонентами векторного потенциала A_φ и A_z взаимодействует с электронами в УНТ, и, в свою очередь, электромагнитное поле с такими же компонентами векторного потенциала генерируется компонентами электронного тока j_φ и j_z, т.е. в УНТ не генерируется мода с компонентой потенциала A_r.

В тонкой (с диаметром порядка единиц нанометров) УНТ поле возбужденных электромагнитным импульсом поверхностных мод с распределением поля, не зависящим от угловой координаты φ, можно представить в форме комбинации мод с нулевыми азимутальными индексами: E-моды с компонентами (E_r, H_φ, E_z) и H-моды с компонентами (H_r, E_φ, H_z), распространяющимися вдоль оси z нанотрубки [18]. Таким образом, электромагнитное поле на поверхности УНТ представляет собой комбинацию поверхностных мод с компонентами векторного потенциала A_φ и A_z (уравнения (7) и (8)).

Функция распределения электронов $f\big(E(p_\varphi, p_z)\big)$ в УНТ зависит и от азимутальной p_φ, и от продольной p_z компонент квазиимпульса, т.е. возбуждаются азимутальная j_φ и продольная j_z компоненты электронного тока, что приводит, в свою очередь, к генерированию электромагнитного поля с компонентами потенциала A_φ и A_z. При возбуждении импульсом на H-моде электромагнитное поле описывается компонентой потенциала $A_\varphi \leftrightarrow (H_r, E_\varphi, H_z)$. Продольная компонента потенциала характеризует компоненты генерируемых магнитного и электрического полей $A_z \leftrightarrow (H_r, E_\varphi, H_z)$, т.е. генерируется также компонента магнитного поля H_r. С электронами проводимости в УНТ взаимодействуют только электромагнитные моды с компонентами потенциала A_φ и A_z, поэтому возбуждающий электромагнитный импульс, распространяющийся вдоль оси z УНТ, для взаимодействия с электронами должен иметь поле, как минимум, с одной из этих компонент потенциала.

Ультракороткие импульсы в УНТ

Для УНТ с конфигурацией атомов углерода armchair(m, m) при использовании замены переменных [3]

$$p_x \cos 30^\circ = \sqrt{3}p_x/2 \to p_\varphi,$$

$$p_y \sin 30^\circ = p_y/2 \to p_z \equiv p$$

геометрическая функция приобретает вид

$$g_{ms} = 1 + 4\cos\left(\frac{s\pi}{m}\right)\cos\left(\frac{a}{\hbar}p\right) + 4\cos^2\left(\frac{a}{\hbar}p\right),$$

где $s = 1, 2, \ldots, m$ — индекс подзоны. Представим дисперсионное уравнение (1) для УНТ с конфигурацией armchair в виде

$$E_{ms} = E_0 + \gamma_{AA'} g_{ms} \pm \gamma_{AB}\sqrt{g_{ms}}. \tag{9}$$

Предположим, что плазмонный импульс в УНТ характеризуется векторным потенциалом $A \equiv A_z$. Тогда уравнение для функции распределения (5) приобретает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{c}\frac{\partial A}{\partial t}\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\partial E_{ms}}{\partial p}\frac{\partial f}{\partial z} + \frac{1}{t_r} f = \frac{1}{t_r} f_{0ms}, \tag{10}$$

где

$$f_{0ms} = \frac{1}{1 + \exp(E_{ms}/k_{\mathrm{B}}T)}.$$

Решение уравнения (10) для функции распределения электронов f можно найти с помощью метода характеристик [4], тогда получаем

$$f_{ms} = f_{0ms}\big(p - c^{-1}eA(t)\big).$$

Произведем замену для квазиимпульса $p \to p - c^{-1}eA$ в дисперсионном уравнении (9), тогда уравнение (8) для потенциала будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{2e}{\hbar c a^2}\int\limits_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp \frac{\partial E_{ms}}{\partial p} f_{0ms}, \tag{11}$$

где в выражении для энергии электрона E_{ms} геометрическая функция

$$g_{ms} = 1 + 4\cos\left(\frac{s\pi}{m}\right)\cos[\hbar^{-1}a(p - c^{-1}eA)]$$
$$+ 4\cos^2[\hbar^{-1}a(p - c^{-1}eA)]$$

будет зависеть от потенциала. Потенциал $A(t, z)$ входит в выражение для энергии $E_{ms}(A)$, т.е. уравнение (11) является нелинейным.

В интеграле

$$r = \int_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} dp \, \frac{\partial E_{ms}}{\partial p} \, f_{0ms}$$

в правой части уравнения (11) заменяем переменную интегрирования $dp = dE_{ms} \frac{\partial p}{\partial E_{ms}}$, получаем

$$r = k_{\text{B}}T \int dE \, \frac{1}{1 + \exp(E)} = k_{\text{B}}T\{E - \ln[1 + \exp(E)]\},$$

где $E = E_{ms}/k_{\text{B}}T$. Подставим значения E_{ms} в центре $p = 0$ и на границе зоны Бриллюэна в правую часть, умноженную на 2,

$$r = 2\big\{E - k_{\text{B}}T \ln[1 + \exp(E/k_{\text{B}}T)]\big\}\Big|_{E_{ms}(0)}^{E_{ms}(\pi\hbar/a)}.$$

В выражении для энергии электрона E_{ms} геометрическая функция при $p = 0$ равна

$$g_{ms0}(0) = 1 + 4\cos\left(\frac{s\pi}{m}\right)\cos\left(\frac{ea}{c\hbar}A\right) + 4\cos^2\left(\frac{ea}{c\hbar}A\right),$$

а при $p = \pi\hbar/a$ имеет вид

$$g_{msa}\left(\frac{\pi\hbar}{a}\right) = 1 - 4\cos\left(\frac{s\pi}{m}\right)\cos\left(\frac{ea}{c\hbar}A\right) + 4\cos^2\left(\frac{ea}{c\hbar}A\right).$$

В s-й подзоне зоны проводимости УНТ правая часть уравнения (11) приобретает вид

$$r_{ms} = 2\gamma_{AA'}(g_{msa} - g_{ms0}) + 2\gamma_{AB}\left(\sqrt{g_{msa}} - \sqrt{g_{ms0}}\right) + 2k_{\text{B}}T \ln\left[\frac{1 + \exp(E_{ms0}/k_{\text{B}}T)}{1 + \exp(E_{msa}/k_{\text{B}}T)}\right],$$

где $E_{ms0} = E_{ms}(g_{ms0})$, $E_{msa} = E_{ms}(g_{msa})$.

Полагая $\sqrt{g_{msa}} \approx \sqrt{g_{ms0}}$ для s-й подзоны проводимости и учитывая, что $k_{\text{B}}T \ll \gamma_{AA'}$, пренебрежем вторым и третьим слагаемыми в выражении для r_{ms}. Суммируя по подзонам, $\sum_{s=1}^{m} |\cos(s\pi/m)| = 1$, получаем уравнение для безразмерного потенциала $\bar{A} = (ea/\hbar c)A$ при возбуждении электронов в зоне проводимости УНТ:

$$\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -q_{as}^2 \cos(\bar{A}), \qquad (12)$$

где

$$q_{as}^2 = \frac{16e^2\gamma_{AA'}}{c^2\hbar^2 a}.$$

На рис. 2 представлено численное решение уравнения (12) для безразмерного потенциала $\bar{A}(z, t_c)$ при возбуждении УНТ электромагнитным импульсом с гауссовой огибающей

$$\bar{A}(0, t_c) = \bar{A}_0 \exp(-t_c^2 T_0^{-2})[1 - \cos(\omega_0 t_c)] + \pi/2,$$

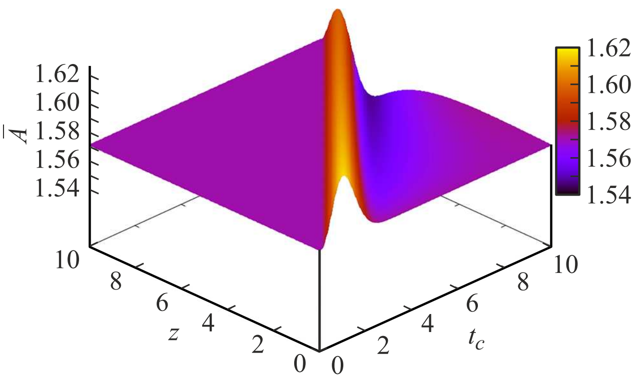

Рис. 2. Безразмерный потенциал $\bar{A}(z, t_c)$ плазмонного импульса в УНТ при $z_{\max} = t_{c\max} = 10$ (что соответствует длине УНТ $z_{\max} = 1.25\,\mu$m), $q_a = 0.5$, $T_0 = 1$, $\omega_0 = 0.5$; произвольные единицы.

где $\bar{A}_0 = (ea/\hbar c)A_0$ — амплитуда потенциала, $t_c = ct$.

Если рассматривать динамику плазмонного импульса в телекоммуникационном диапазоне, то частота несущей моды, равная $\omega_t = 1.216 \cdot 10^{15}\,\text{s}^{-1}$ ($\lambda_0 = 1.55\,\mu$m), при значении ω_0, взятом для численного счета $\omega_0 = 0.5 \cdot 3 \cdot 10^{10} = 1.5 \cdot 10^{10}\,\text{s}^{-1}$, дает масштабный множитель $0.8 \cdot 10^5$. То есть на рис. 2 длина УНТ $z_{\max} = 1.25\,\mu$m, длительность электромагнитного возбуждающего импульса $T_0 = 33.3 \cdot 10^{-12}\,$s. При увеличении длины УНТ в 10 раз безразмерный потенциал $\bar{A}(z, t_c)$ приобретает затухающие осцилляции (рис. 3). Возникновение осцилляций потенциала при увеличении длины УНТ в десять раз представлено на рис. 4 в 2D-формате.

Для аналитического анализа динамики плазмонных волн в УНТ введем переменную $\tau = t - z/v_g$, где $v_g = \text{const}$ — групповая скорость плазмонного импульса в УНТ. Тогда уравнение (12) для безразмерного потенциала плазмонного импульса представим в форме

$$\frac{d^2\bar{A}}{d\tau^2} = -\omega_{as}^2 \cos(\bar{A}), \qquad (13)$$

где

$$\omega_{as}^2 = \frac{16e^2\gamma_{AA'}v_g^2}{\hbar^2 a(c^2 - v_g^2)}.$$

Решение уравнения (13) имеет вид кноидальной волны

$$\bar{A} = \text{sn}(\Omega\tau + F_0, \tilde{k}), \qquad (14)$$

где $\tilde{k} = \sqrt{2}\omega_{as}/\Omega \le 1$ — модуль эллиптического интеграла,

$$F_0 = \int_0^{\bar{A}_0} \frac{d\xi}{\sqrt{1 - \tilde{k}^2 \sin\xi}}$$

— эллиптический интеграл первого рода [23],

$$\Omega = \left[(d\bar{A}/d\tau)_0^2 + 2\omega_{as}^2 \sin\bar{A}_0\right]^{1/2}, \;\; \bar{A}_0 = (ea/\hbar c)A_0,$$

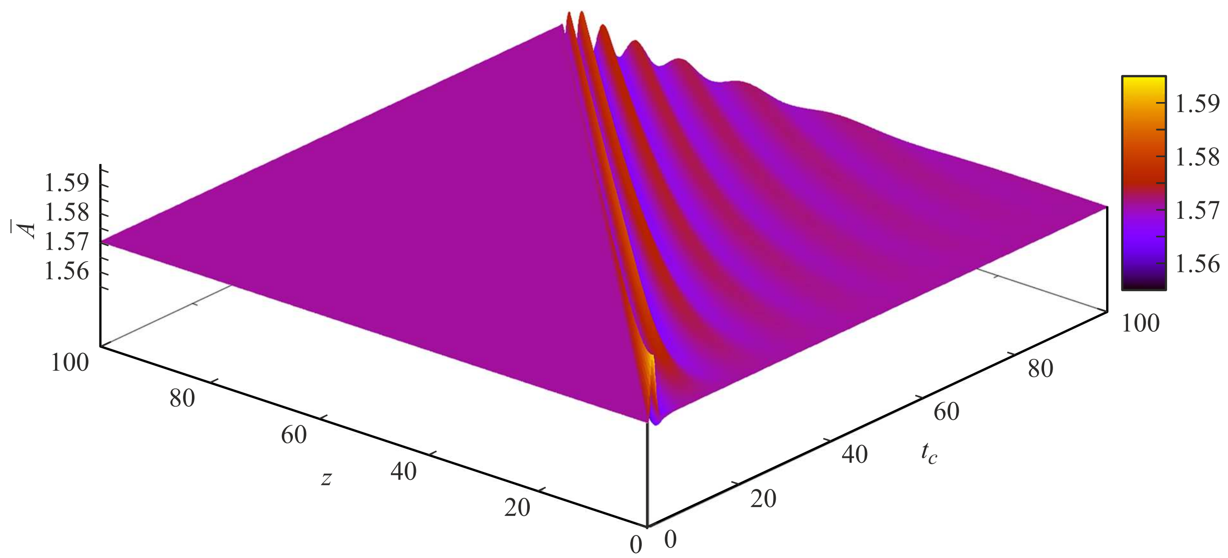

Рис. 3. Безразмерный потенциал $\bar{A}(z, t_c)$ плазмонного импульса в УНТ при $z_{\max} = t_{c\,\max} = 100$ (что соответствует длине УНТ $z_{\max} = 12.5\,\mu$m), $q_a = 0.5$, $T_0 = 1$, $\omega_0 = 0.5$; произвольные единицы.

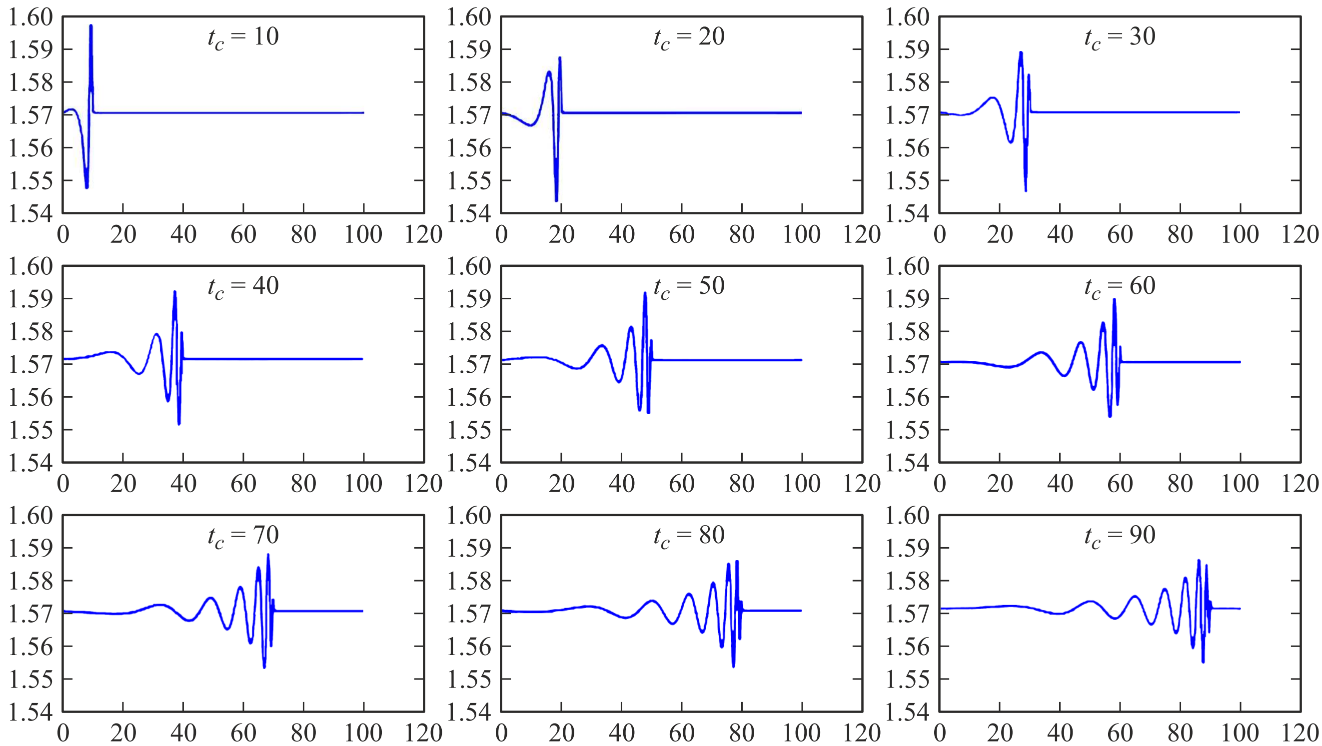

Рис. 4. Возникновение осцилляций на спаде плазмонного импульса при увеличении длины УНТ от $1.25\,\mu$m до $12.5\,\mu$m. По оси абсцисс отложено нормированное время t_c, по оси ординат — значения безразмерного потенциала $\bar{A}(z, t_c)$ плазмонного импульса; произвольные единицы.

$$(d\bar{A}/d\tau)_0 = \Omega \bar{A}_0 \cos \bar{A}_0 [1 - \tilde{k}^2 \sin^2 \bar{A}_0]^{1/2} \text{ при } \tau = 0.$$

В случае, когда модуль $\tilde{k} \to 0$, эллиптический синус $\bar{A} = \mathrm{sn}(\Omega\tau + F_0, \tilde{k})$ трансформируется в тригонометрический синус $\bar{A} = \sin(\Omega\tau + F_0)$, а в случае, когда $\tilde{k} \to 1$, эллиптический синус трансформируется в кинк $\bar{A} = \tanh(\Omega\tau + F_0)$ при $\Omega\tau + F_0 < 1$ или в антикинк $\bar{A} = \mathrm{cotanh}(\Omega\tau + F_0)$ при $\Omega\tau + F_0 > 1$. Таким образом, в зависимости от соотношения параметров возбуждающего электромагнитного импульса и параметров УНТ безразмерный потенциал плазмонного импульса имеет форму нелинейной периодической (кноидальной) волны, либо кинка или антикинка.

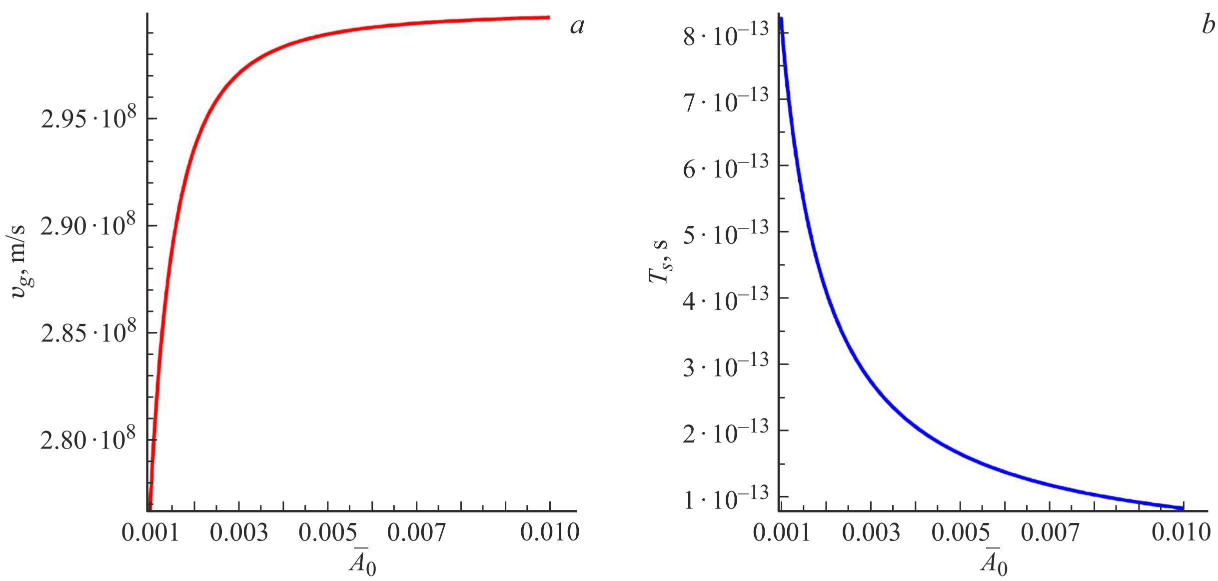

Рис. 5. Зависимость (a) скорости v_g и (b) длительности T_s плазмонного солитонного импульса в УНТ от нормированной амплитуды $\bar{A}_0$ потенциала возбуждающего электромагнитного импульса; здесь $\gamma_{AA'} = 0.54\,\text{eV}$, $\omega_0 = 1.216 \cdot 10^{15}\,\text{s}^{-1}$ ($\lambda_0 = 1.55\,\mu\text{m}$), $a = 0.246\,\text{nm}$.

Напряженность электрического поля плазмонного импульса в УНТ найдем, взяв производную по τ от потенциала в форме кноидальной волны (14),

$$E_z = -c^{-1}\partial A/\partial\tau = -E_a \mathrm{cn}(\Omega\tau + F_0, \tilde{k})\mathrm{dn}(\Omega\tau + F_0, \tilde{k}), \tag{15}$$

где $E_a = \hbar\Omega/ea$, и при $\tilde{k} = 1$ получаем солитонное решение

$$E_z = E_a \mathrm{sech}^2[\Omega(t - z/v_g) + F_0]. \tag{16}$$

Амплитуда E_a солитона (16) зависит от его скорости v_g, которая входит в выражение для Ω. Найдем скорость плазмонного солитона, если потенциал возбуждающего электромагнитного импульса имеет вид

$$A = A_0 \exp(-t^2 T_0^{-2}) \sin(\omega_0 t), \;\; \text{а} \;\; (\partial A/\partial t)_0 = A_0\omega_0.$$

Из выражения $\tilde{k} = \sqrt{2}\omega_{as}/\Omega = 1$ получаем

$$v_{gs} = c\left(1 + \frac{32e^2\gamma_{AA'}}{a\hbar^2\omega_0^2}\,\frac{1 - \sin\bar{A}_0}{\bar{A}_0^2}\right)^{-1/2},$$

т. е. скорость солитона (16) зависит от амплитуды потенциала $\bar{A}_0 = (ea/\hbar c)A_0$.

Из анализа динамики импульсов в УНТ следует, что при взаимодействии возбуждающего электромагнитного импульса с электронами проводимости в рассматриваемом случае исчезают осцилляции на гармониках электромагнитного поля возбуждающего импульса при его трансформации в плазмонный солитон. При этом электромагнитный импульс с гауссовой огибающей продольной оптической моды трансформируется в плазмонный солитон, распространяющийся по продольной оси нанотрубки. Длительность

$$T_s = \Omega^{-1} = (\omega_0^2\bar{A}_0^2 + 2\omega_{as}^2 \sin\bar{A}_0)^{-1/2}$$

плазмонного солитонного импульса (16) зависит от значений амплитуды потенциала электромагнитного поля $\bar{A}_0$ и его производной $(d\bar{A}/d\tau)_0$ при $\tau = 0$, от плотности энергии взаимодействия между ближайшими атомами $\gamma_{AA'}$ в УНТ и от частоты ω_0 несущей моды возбуждающего электромагнитного импульса.

Зависимости скорости

$$v_g = c\left(1 + \frac{32e^2\gamma_{AA'}}{a\hbar^2\omega_0^2}\,\frac{1 - \sin\bar{A}_0}{\bar{A}_0^2}\right)^{-1/2}$$

и длительности

$$T_s = (\omega_0^2\bar{A}_0^2 + 2\omega_{as}^2 \sin\bar{A}_0)^{-1/2}$$

плазмонного солитонного импульса в УНТ от амплитуды безразмерного потенциала $\bar{A}_0$ представлены на рис. 5. Из анализа зависимостей скорости солитона v_g (рис. 5, a) и его длительности T_s (рис. 5, b) в УНТ следует, что при увеличении начальной амплитуды потенциала A_0 возбуждающего электромагнитного импульса в 10 раз скорость солитона возрастает и стремится к скорости света в вакууме, а его длительность уменьшается в 8 раз.

Заключение

Дисперсионное уравнение определяет зависимость энергии от азимутальной и продольной компонент квазиимпульса электронов проводимости в УНТ. Периодические граничные условия для УНТ позволяют ввести связь для азимутальной и продольной компонент квазиимпульса электронов, что упрощает дисперсионное уравнение.

Учет зависимости функции распределения электронов от векторного потенциала электромагнитного поля позволяет описать нелинейные эффекты взаимодействия электромагнитного поля и электронов проводимости в УНТ. Полуклассический подход дает возможность получить нелинейные дифференциальные уравнения, описывающие динамику плазмонной кноидальной волны и плазмонного импульса в УНТ.

При возбуждении УНТ с конфигурацией атомов armchair электромагнитным импульсом на телекоммуникационной частоте в нанотрубке генерируется либо плазмонная кноидальная волна, либо плазмонный солитон в результате нелинейного взаимодействия поля возбуждающего электромагнитного импульса с электронами проводимости в УНТ. Ультракороткий электромагнитный импульс с гауссовой огибающей трансформируется в плазмонный солитонный импульс, амплитуда и скорость которого зависят от параметров поля возбуждающего электромагнитного импульса и параметров УНТ.

Благодарности

Авторы благодарят С.В. Томилина за плодотворное обсуждение работы.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-20154, https://rscf.ru/project/19-72-20154.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.Y. Yao, P.H. He, H.C. Zhang, J.W. Zhu, M. Hu, T.J. Cui. Prog. Electromag. Res., **175**, 105 (2022). DOI: 10.2528/PIER22060501

[2] T.J. Davis, D.E. Gómez, A. Roberts. Nanophotonics, **6** (3), 543 (2017). DOI: 10.1515/nanoph-2016-0131

[3] С.А. Максименко, Г.Я. Слепян. В сб.: *Фундаментальные и прикладные физические исследования 1986–2001 гг.* Сб. тр. Белорус. гос. ун-та, Ин-т ядер. пробл., под ред. проф. В.Г. Барышевского, с. 87–118 (БГУ, Минск, 2001).

[4] М.Б. Белоненко, Е.В. Демушкина, Н.Г. Лебедев. ФТТ, **50** (2), 368 (2008).

[5] М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.В. Сочнева. ФТТ, **53** (1), 194 (2011).

[6] А.М. Белоненко, И.С. Двужилов, Ю.В. Двужилова, М.Б. Белоненко. Опт. и спектр., **130** (3), 407 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.03.52170.2642-21

[7] I.V. Dzedolik, A.Yu. Leksin. J. Opt., **22** (7), 075001 (2020). DOI: 10.1088/2040-8986/ab9511

[8] И.В. Дзедолик. Изв. РАН. Сер. физ., **85** (1), 6 (2021). DOI: 10.31857/S0367676521010105

[9] J.R. Salgueiro, A. Ferrando. Opt. Lett., **47** (19), 5136 (2022). DOI: 10.1364/OL.472269

[10] И.В. Дзедолик. Изв. РАН. Сер. физ., **86** (2), 234 (2022). DOI: 10.31857/S0367676522020090

[11] И.В. Дзедолик, Т.А. Михайлова, С.В. Томилин. *Плазмоника микро- и наноструктур. От теории к эксперименту* (ПОЛИПРИНТ, Симферополь, 2022).

[12] С.А. Майер. *Плазмоника: теория и приложения* (НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, М., Ижевск, 2011).

[13] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus. Appl. Phys. Lett., **60** (18), 2204 (1992). DOI: 10.1063/1.107080

[14] T. Ando. J. Phys. Soc. Japan, **74** (3), 777 (2005). DOI: 10.1143/JPSJ.74.777

[15] Ю.Е. Лозовик, С.П. Меркулова, А.А. Соколик. УФН, **178** (7), 757 (2008). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200807h.0757

[16] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Modern Phys., **81** (1), 109 (2009). DOI: 10.1103/RevModPhys.81.109

[17] M. Jung, G. Shvets. Adv. Photon., **5** (2), 026004 (2023). DOI: 10.1117/1.AP.5.2.026004

[18] I.V. Dzedolik, S.V. Tomilin, S.N. Polulyakh, B.M. Yakubenko. St. Petersburg State Polytech. Univ. J. Phys. Math., **16** (3.1), 163 (2023). DOI: 10.18721/JPM.163.129

[19] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. ЖЭТФ, **123** (4), 867 (2003).

[20] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P. Avouris. *Carbon nanotubes: synthesis, structure, properties, and application* (Springer-Verlag, 2000).

[21] P.R. Wallace. Phys. Rev., **71** (9), 622 (1947). DOI: 10.1103/PhysRev.71.622

[22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Физическая кинетика* (Физ.-мат. лит, М., 2002).

[23] Г.Б. Двайт. *Таблицы интегралов и другие математические формулы* (Наука, М., 1978).