16

Оптические двухфотонные поверхностные нелинейные волны

© Г.Т. Адамашвили

Грузинский технический университет,
0160 Тбилиси, Грузия

e-mail: guram-adamashvili@ymail.com

Поступила в редакцию 14.02.2018 г.
В окончательной редакции 24.03.2018 г.

Построена теория оптического поверхностного двухфотонного бризера малой амплитуды в многослойной системе изотропного и анизотропного левостороннего метаматериалов при наличии монослоя графена (графеноподобного двухмерного материала) и переходного слоя с примесными оптическими атомами (полупроводниковыми квантовыми точками). Показано, что система материальных уравнений для двухфотонных переходов и волновое уравнение для поверхностной плазмон-поляритоной TM-моды сводятся к нелинейному уравнению Шрёдингера с затуханием. Получены явные аналитические выражения для поверхностного двухфотонного бризера малой амплитуды (0π-импульса) самоиндуцированной прозрачности. Показано, что оптическая проводимость графена приводит к экпоненциальному затуханию интенсивности поверхностной двухфотонной нелинейной волны в процессе распространения. Сравнены однофотонные и двухфотонные бризеры малой амплитуды в графене и показано, что различия между их параметрами значительны.

DOI: 10.21883/OS.2018.08.46371.44-18

Введение

Одним из наиболее важных проявлений взаимодействия света с материалом является формирование нелинейных уединенных волн. В зависимости от механизма образования нелинейных волн могут формироваться резонансные и нерезонансные нелинейные волны. Резонансные нелинейные волны формируются с помощью механизма Мак-Колла и Хана при резонансном когерентном нелинейном взаимодействии волны с оптическими примесными атомами или полупроводниковыми квантовыми точками (КТ) в условиях самоиндуцированной прозрачности (СИП): $\omega T \gg 1$ и $T \ll T_{1,2}$. Здесь ω и T — несущая частота и длительность импульса соответственно. T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации резонансных оптических примесных атомов или КТ [1–5].

Среди нелинейных волн СИП наиболее часто встречаются солитоны и бризеры. Когда модуль площади огибающей импульса Ψ как мера интенсивности взаимодействия между импульсом и атомом (КТ) превышает π формируется солитон, а при $\Psi \ll 1$ — бризер малой амплитуды (0π-импульс). Бризер СИП представляет особый интерес, поскольку может возбуждаться при относительно низкой интенсивности импульса, чем солитон. Кроме того, в некоторых физических ситуациях, когда солитон нестабилен, бризер проявляет стабильность [6].

Оптические солитоны и бризеры при наличии монослоя графена или других графеноподобных двухмерных материалов (фосфорена, силицена, германена, h-BN и др.) интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально ([7–11] и цитируемые там работы). В двухмерных системах могут распространяться поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), которые являются основным объектом исследований графеновой плазмоники [12–14]. ППП представляет собой электромагнитную поверхностную волну, которая может распространяться вдоль границы раздела различных материалов, амплитуда которой принимает максимальное значение на границе раздела сред и экспоненциально убывает в обоих соприкасающихся полупространствах. В качестве соприкасающихся сред часто используют изотропные и анизотропные левосторонние метаматериалы (ЛМ). Анизотропные ЛМ характеризуются тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей, некоторые компоненты которых могут принимать также и отрицательные значения. В виду того что параметры ППП в ЛМ зависят от электрических и магнитных свойств соприкасающихся сред, использование ЛМ позволяет влиять на параметры ППП в более широком диапазоне по сравнению с изотропными правосторонними средами (ПС), свойства которых зависят только от электрических свойств [15–17].

Свойства нелинейных ППП особенно интересны и разнообразны, когда наряду с графеном между различными контактирующими средами расположен также и резонансный переходной слой. Переходной слой существенно влияет на свойства ППП, когда они находятся в резонансе с оптически активными примесными атомами (КТ), содержащимися в переходном слое. В такой многослойной системе солитоны и бризеры СИП могут формироваться для поверхностых и волноводных TM-мод [7,18,19].

При изучении нелинейных волн СИП необходимо отдельно рассматривать однофотонные и двухфотонные резонансные процессы и, следовательно, формирование однофотонных и двухфотонных нелинейных волн СИП [20,21]. В работе [7] были исследованы поверхностные однофотонные бризеры СИП в монослое графена, расположенного между двумя изотропными ПС. Следовательно, для дальнейшего изучения свойств оптических нелинейных волн СИП в двухмерных средах целесообразно исследовать также и двухфотонный бризер малой амплитуды СИП в монослое графена, расположенного между ЛМ.

Цель настоящей работы — исследовать процессы формирования двухфотонного бризера малой амплитуды СИП для ППП, распространяющегося вдоль границы раздела изотропного и анизотропного ЛМ, при наличии монослоя графена и резонансного переходного слоя, содержащего оптические двухфотонные атомы (КТ).

Основные уравнения

Рассмотрим оптический двухфотонный бризер СИП в случае, когда импульс ППП с частотой $\omega \gg T^{-1}$ и волновым вектором $\mathbf{k} = \mathbf{e}_z k$ распространяется вдоль оси z, где $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор вдоль оси z, T — длительность поверхностной ТМ-моды. Мы исследуем многослойную структуру, когда между двумя изотропным и анизотропным ЛМ зажаты монослой графена (или графеноподобный двумерный материал) и тонкий резонансный переходный слой. Предположим, что полупространство при $x < 0$ (среда 1) занимает изотропный ЛМ с диэлектрической ε_1 и магнитной μ_1 проницаемостями, а полупространство при $x > 0$ (среда 2) занимает одноосный анизотропный ЛМ. Предположим, что главная оптическя ось O одноосной анизотропной среды 2 совпадает с координатной осью z и волновым вектором $\mathbf{k}$. В этом случае среда является изотропной в плоскости, перпендикулярной оптической оси O, и следовательно тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты $\epsilon_\perp = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ и $\mu_\perp = \mu_{xx} = \mu_{yy}$ при условиях $\epsilon_{zz} \neq \epsilon_\perp$ и $\mu_{zz} \neq \mu_\perp$ Величины ϵ_{zz}, μ_{zz} и $\epsilon_\perp, \mu_\perp$ — компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей в направлениях, параллельных и перпендикулярных оптической оси O анизотропного ЛМ соответственно [18,19].

Для рассмотрения двухфотонных процессов мы представим фурье-разложение z-компоненты вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(E_x, 0, E_z)$ поверхностной ТМ-моды в соприкасающихся средах в следующей форме:

$$E_{z;j}(x,z,t) = \iint \hat{E}_{z;j}(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) e^{\vartheta_j \kappa_j(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) x} e^{i(\widetilde{Q} z - \widetilde{\Omega} t)} d\widetilde{Q} d\widetilde{\Omega}, \tag{1}$$

где

$$\kappa_1(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) = \sqrt{\widetilde{Q}^2 - \varepsilon_1 \mu_1 \frac{\widetilde{\Omega}^2}{c^2}},$$

$$\kappa_2(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_\perp} \widetilde{Q}^2 - \varepsilon_{zz} \mu_\perp \frac{\widetilde{\Omega}^2}{c^2}}, \tag{2}$$

$\hat{E}_{z;1}(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) = \hat{E}_{z;2}(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q})$, $j = 1, 2$, $\vartheta_1 = 1$, $\vartheta_2 = -1$, c — скорость света в вакууме. Уравнения (1) и (2) определяют поперечную структуру поверхностной ТМ-моды.

Тонкий переходный слой толщиной $h \ll \lambda$, содержит малую концентрацию n_0 невзаимодействующих оптически активных примесных атомов (КТ), где λ — длина волны поверхностной ТМ-моды. Толщины монослоя графена и резонансного переходного слоя предполагаются бесконечно малыми, и, следовательно, их можно аппроксимировать с помощью дельта-функции Дирака $\delta(x)$.

Двухфотонная поляризация резонансного переходного слоя $\mathbf{P}(x = 0, z, t) = \mathbf{e}_z p_2(z, t)$ определяется ансамблем оптически активных примесных двухфотонных атомов (КТ), который описывается с помощью модели двумерного газа неоднородно уширенных оптических двухфотонных атомов (КТ). Плотность электрического тока монослоя графена (при $x = 0$) определяется выражением $\sigma \mathbf{E}(z, t)$, где σ — электропроводность графена.

Нелинейное волновое уравнение для z-компоненты напряженности электрического поля ППП при $x = 0$ имеет вид [7,18]

$$\left(iB\frac{\partial}{\partial t} - iC\frac{\partial}{\partial z} - a\frac{\partial^2}{\partial t^2} + d\frac{\partial^2}{\partial t \partial z} - b\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) E_z = -4\pi p_2 - 4\pi\sigma \int E_z dt, \tag{3}$$

где

$$B = \Im_\Omega - 2a\omega - kd, \quad C = \Im_Q - \omega d - 2bk,$$

$$\Im_\Omega = \left(\frac{\partial \Im}{\partial \widetilde{\Omega}}\right)_{\widetilde{\Omega}=\omega, \widetilde{Q}=k}, \quad \Im_Q = \left(\frac{\partial \Im}{\partial \widetilde{Q}}\right)_{\widetilde{\Omega}=\omega, \widetilde{Q}=k},$$

$$a = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \Im}{\partial \widetilde{\Omega}^2}\right)_{\widetilde{\Omega}=\omega, \widetilde{Q}=k}, \quad b = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \Im}{\partial \widetilde{Q}^2}\right)_{\widetilde{\Omega}=\omega, \widetilde{Q}=k},$$

$$d = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \Im}{\partial \widetilde{\Omega} \partial \widetilde{Q}}\right)_{\widetilde{\Omega}=\omega, \widetilde{Q}=k},$$

$$\Im(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q}) = \frac{\varepsilon_{zz}}{\kappa_2(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q})} + \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1(\widetilde{\Omega}, \widetilde{Q})}.$$

В уравнении (3) два члена в правой строке уравнения представляют собой вклад от резонансного двухфотонного переходного слоя и монослоя графена.

Уравнение (3) можно упростить, используя метод медленно меняющейся огибающей [1–4]. Для этого представим z-компоненту электрического поля поверхностной волны в виде

$$E_z = \sum_{l=\pm 1} \hat{E}_l Z_l, \tag{4}$$

где $Z_l = \exp[il(kz - \omega t)]$, $\hat{E}_l$ — медленно меняющиеся комплексные амплитуды. Предположим, что выполняются неравенства

$$\left|\frac{\partial \hat{E}}{\partial t}\right| \ll \omega |\hat{E}_l|, \quad \left|\frac{\partial \hat{E}}{\partial z}\right| \ll k |\hat{E}_l|.$$

Подставляя уравнение (4) в волновое уравнение (3), получим нелинейное уравнение для медленно меняющейся комплексной амплитуды

$$Z_{+1}\left(i\Im_{\Omega}\frac{\partial}{\partial t}-i\Im_{Q}\frac{\partial}{\partial z}-a\frac{\partial^2}{\partial t^2}+d\frac{\partial^2}{\partial t\partial z}-b\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\hat{E}_{+1}$$
$$+O(Z_{-1})=-4\pi p_2-4\pi\sigma\int E_z dt \tag{5}$$

и дисперсионное уравнение ППП в виде

$$k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{\perp}\varepsilon_1(\varepsilon_{zz}\mu_1-\varepsilon_1\mu_{\perp})}{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_1^2}. \tag{6}$$

Для дальнейшего преобразования уравнения (5) при условии $\Psi \ll 1$ можно воспользоваться пертурбативным методом редукции [22], согласно которому функция $\Psi_l(z,t)=\int\limits_{-\infty}^{t}\hat{E}_l(z,t')dt'$ может быть представлена в виде

$$\Psi_l(x,t)=\sum_{\alpha=1}^{\infty}\varepsilon^{\alpha}\Psi_l^{(\alpha)}=\sum_{\alpha=1}^{\infty}\sum_{\eta=-\infty}^{\infty}\varepsilon^{\alpha}Y_n f_{l,n}^{(\alpha)}(\xi,\tau), \tag{7}$$

где ε — малый параметр,

$$Y_n=\exp[in(Qz-\Omega t)],\ \xi=\varepsilon Q(z-\nu t),\ \tau=\varepsilon^2 t,\ \nu=\frac{d\Omega}{dQ}.$$

Этот метод позволяет разложить функцию Ψ_l по более медленно меняющимся функциям $f_{l,n}^{(\alpha)}$. Поэтому предполагается, что имеют место неравенства

$$\omega\gg\Omega,\ \ k\gg Q,\ \ \left|\frac{\partial f_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial t}\right|\ll\Omega|f_{l,n}^{(\alpha)}|,\ \ \left|\frac{\partial f_{l,n}^{(\alpha)}}{\partial z}\right|\ll Q|f_{l,n}^{(\alpha)}|.$$

Зависимость двухфотонной поляризации $p_2=n_0E_z\times\times\sum\limits_{l=\pm1}B_lZ_{2l}$ от напряженности электрического поля импульса определяется материальными уравнениями оптического двухфотонного перехода

$$\frac{\partial B\pm1}{\partial t}=\pm i\left(\Delta+\frac{r_{22}-r_{11}}{4\hbar}\hat{E}_{+1}\hat{E}_{-1}\right)B_{\pm1}\pm i\frac{\kappa_0}{2}\hat{E}_{\pm1}^2N,$$
$$\frac{\partial N}{\partial t}=-i\kappa_0(B_{-1}\hat{E}_{+1}^2-B_{+1}\hat{E}_{-1}^2), \tag{8}$$

где

$$\kappa_0=\frac{|r_{!2}|^2}{2\hbar},\ \ \Delta=2\omega-\omega_0,\ \ r_{21}=r_{12}^*=\sum_m\frac{\mu_{1m}\mu_{2m}}{\hbar(\omega_{m2}+\omega)},$$

$$r_{ii}=\frac{2}{\hbar}\sum_m\frac{|\mu_{im}|^2\omega_{mi}}{\omega_{mi}^2-\omega^2},$$

$i=1,2,\hbar$ — постоянная Планка, ω_{nm} и μ_{nm} — частоты и матричные элементы переходов электрических дипольных моментов между n- и m-уровнями энергии примесных оптических атомов или КТ [2,3,20].

Подставляя уравнения (4) и (7) в уравнения (8), при условии неоднородного уширения спектральной линии получим двухфотонную поляризацию в следующем виде [23]:

$$p_2=i\varepsilon^3\frac{\kappa_0}{2}n_0\int\frac{g(\Delta)d\Delta}{1+T^2\Delta^2}\sum_{l=\pm1}lZ_l\frac{\partial\Psi_{-l}^{(1)}}{\partial t}\int\limits_{-\infty}^{t}\left(\frac{\partial\Psi_l^{(1)}}{\partial t}\right)^2dt', \tag{9}$$

где $g(\Delta)$ — функция неоднородного уширения спектральной линий для ансамбля двухуровневых оптических атомов (КТ).

Подставляя уравнения (7) и (9) в волновое уравнение (5), получим нелинейное волновое уравнение в следующем виде:

$$\sum_{\substack{\alpha=1,\\ n=-\infty}}^{\infty}\varepsilon^{\alpha}Z_{+1}Y_n\Bigg\{w_{+1,n}+\varepsilon J_{+1,n}\frac{\partial}{\partial\xi}+\varepsilon^2h_{+1,n}\frac{\partial}{\partial\tau}$$
$$+i\varepsilon^2H_{+1,n}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\Bigg\}f_{+1,n}^{(\alpha)}=-i\varepsilon^3RZ_{+1}Y_{+1}|f_{+1,+1}^{(1)}|^2f_{+1,+1}^{(1)}$$
$$-\varepsilon\tilde{\sigma}Z_{+1}Y_{+1}f_{+1,+1}^{(1)}+O(Z_{-1},Y_{-1}), \tag{10}$$

где

$$w_{+1,n}=-in\Omega(n\Im_{\Omega}\Omega+n\Im_{Q}Q+Q\Omega d+a\Omega^2+bQ^2),$$
$$J_{+1,n}=-Q\big[2n\Im_{\Omega}\Omega\nu+n\Im_{Q}(\nu Q+\Omega)+\Omega d(\Omega+2Q\nu)$$
$$+3\nu a\Omega^2+bQ(Q\nu+2\Omega)\big],$$
$$h_{+1,n}=2n\Im_{\Omega}\Omega+n\Im_{Q}Q+2Q\Omega d+3a\Omega^2+bQ^2,$$
$$H_{+1,n}=Q^2\big[\Im_{\Omega}\nu^2+\Im_{Q}\nu+nd\nu(2\Omega+Q\nu)$$
$$+3na\Omega\nu^2+nb(2Q\nu+\Omega)\big],$$
$$R=\frac{n_0\pi|r_{21}|^2\Omega^2}{2\hbar}\int\frac{g(\Delta)d\Delta}{1+T^2\Delta^2},$$
$$\tilde{\sigma}=\frac{4\pi\sigma\Omega}{\omega}=\varepsilon^2\Gamma. \tag{11}$$

Двухфотонный бризер

Чтобы определить функции $f_{+1,n}^{(\alpha)}$, в уравнении (10) приравниваем друг другу члены, соответствующие одинаковым степеням ε. Это приводит к цепочке уравнений, и в результате получаем, что $J_{+1,n}=0$, и только компоненты $f_{+1,+1}^{(1)}$ и $f_{+1,-1}^{(1)}$ являются отличными от нуля. Соотношение между параметрами Ω и Q и выражение для величины ν определяются из выражений (11):

$$n\Im_{\Omega}\Omega+n\Im_{Q}Q+Q\Omega d+a\Omega^2+bQ^2=0, \tag{12}$$

и

$$\nu=-\frac{n\Im_{Q}+\Omega d+2bQ}{n\Im_{\Omega}+Qd+2a\Omega}.$$

Из уравнения (10) в третьем порядке по ε получаем нелинейное уравнение Шрёдингера с затуханием:

$$i\,\frac{\partial\Lambda}{\partial t}-\frac{\partial^2\Lambda}{\partial y^2}-|\Lambda|^2\Lambda=-i\gamma\Lambda, \tag{13}$$

где $i\gamma\Lambda$ — затухающий член,

$$\Lambda=\varepsilon\sqrt{q}\,f^{(1)}_{+1,+1},\quad y=\frac{1}{\sqrt{p}}(z-\nu t),\quad p=\frac{H_{+1,+1}}{h_{+1,+1}Q^2},$$

$$q=\frac{R}{h_{+1,+1}},\quad \gamma=\frac{\widetilde{\sigma}}{h_{+1,+1}}. \tag{14}$$

Решение уравнения (13) имеет следующий вид:

$$\Psi(z,t)=\frac{4\eta(t)}{\sqrt{q}}\,\frac{\sin(\Omega t-qz+\varphi_1)}{\cosh 2\eta\varphi_2}+O(\varepsilon), \tag{15}$$

где

$$\varphi_1=\frac{2\xi z}{\sqrt{p}}+2\left[2(\xi^2-\eta^2)-\frac{\xi\nu}{\sqrt{p}}\right]t-\varphi_0,$$

$$\varphi_2=\frac{z}{\sqrt{p}}+\left(4\xi-\frac{\nu}{\sqrt{p}}\right)t-y_0. \tag{16}$$

Параметры ξ,η,φ_0 и y_0 суть данные рассеяния, которые возникают, когда нелинейное уравнение решается с помощью метода обратной задачи рассеяния [24–28].

Выражение (15) представляет собой двухфотонный бризер малой амплитуды для ТМ-моды ППП при $x=0$ [7,24,25]. Эволюция амплитуды обусловлена взаимодействием ППП с графеном и определяется выражением

$$\eta(t)=\eta(0)e^{-2\gamma}, \tag{17}$$

где $\eta(0)$ — начальное значение $\eta(t)$ при $t=0$.

Обсуждение результатов

Мы рассмотрели процессы распространения поверхностных ТМ-мод на поверхности раздела изотропного и анизотропного ЛМ при наличии резонансного переходного слоя с ансамблем примесных оптических атомов (КТ) и монослоем графена, которые расположены между двумя соприкасающими ЛМ. Показано, что при распространении оптического импульса через такую многослойную систему в условиях СИП может формироваться оптический двухфотонный бризер малой амплитуды ППП ($\Psi\ll 1$). Явный вид и параметры двухфотонного оптического бризера малой амплитуды ППП для любых значений x, z и t определяются из выражений (1), (2), (11) и (14)–(17). Дисперсионное уравнение и соотношение между величинами Ω и Q задаются уравнениями (6) и (12) соответственно. Амплитуда двухфотонного бризера малой амплитуды экспоненциально затухает в процессе распространения (уравнение (17)). Из уравнений (11) и (14)–(17) видно, что параметры поверхностного оптического двухфотонного бризера малой амплитуды зависят от параметров оптических атомов (КТ) R, от поперечной структуры поверхностной ТМ-моды через уравнения (1) и (2), а также от электрических и магнитных свойств соприкасающихся ЛМ $\varepsilon,\mu_1,\epsilon_{zz},\mu_{zz},\epsilon_\perp$ и $\mu_\perp$.

Полученные теоретические результаты для двухфотонного СИП бризера малой амплитуды мы сможем сравнить со свойствами однофотонного бризера малой амплитуды, исследованного ранее в работе [7]. При теоретических исследованиях СИП в волновом уравнении (3) достаточно учесть только первые производные по пространственным координатам и времени. Соответствующие вторые производные обычно игнорируют. Такая ситуация имеет место как для одно- и двухфотонных солитонов, так и для однофотонных бризеров малой амплитуды [1–5,7]. Однако для двухфотонных бризеров малой амплитуды ситуация меняется. Действительно, поляризация оптических атомов (КТ) при условии двухфотонных процессов p_2 имеет порядок ε^3 (уравнение (9)). Следовательно в отличие от однофотонной поляризации, которая имеет как линейную, так и нелинейную части, двухфотонная поляризация имеет только нелинейную часть. Это очень значительное отличие. В частности это обстоятельство приводит к тому, что для двухфотонного бризера малой амплитуды связь между медленно-осциллирующими параметрами Ω и Q (уравнение (12)) не зависит от коэффициента резонансного оптического поглощения R (уравнение (11)) в отличие от однофотонного бризера [7]. Поэтому, если пренебречь вторыми производными в волновом уравнении (3), т.е. если подставить $a=b=d=0$, то учитывая, что $\nu=-\Im_Q/\Im_\Omega$, из уравнения (11) получим $H_{+1,+1}=0$. В этом случае в уравнении (13) $p=0$, и оно не имеет двухфотонного бризерного решения. Это обстоятельство приводит к тому, что в отличие от однофотонных процессов двухфотонный бризер малой амплитуды можно получить только при условии, если принять во внимание помимо первых производных $\Im_\Omega$ и $\Im_Q$ функции $\Im$ также и вторые производные этой функции a,b и d в уравнениях (3), (5), (10) и (13). В результате все характерные параметры для однофотонных и двухфотонных бризеров малой амплитуды существенно отличаются, и, следовательно, их свойства также будут отличаться [7].

Следует отметить, что однофотонный бризер малой амплитуды СИП в графене исследовался в работе [7] в системе двух соприкасающихся ПМ с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2. В ЛМ ситуация меняется, и это касается как однофотонных, так и двухфотонных бризеров малой амплитуды. В частности, параметры бризера малой амплитуды СИП в ЛМ в отличие от ПМ зависят помимо диэлектрических свойств также и от магнитных свойств соприкасающихся полупространств (среда 1 и 2). Анизотропность ЛМ (среда 2) расширяет количество параметров за счет наличия продольных и поперечных компонент тензоров диэлектрических и магнитных проницаемостей. Некоторые компоненты могут принимать и отрицательные значения. Следовательно, параметры бризера малой амплитуды в анизотропных ЛМ зависят от большего числа параметров многослойной среды, чем в ПМ, с помощью которых можно менять параметры бризера ППП в более широком диапазоне по сравнению с бризером ППП, который распространяется в ПМ. В частном случае, когда монослой графена и резонансный переходной слой расположенны между двумя изотропными ПС, после несложной трансформации легко видеть, что полученные результаты остаются справедливыми.

Полученные результаты для двухфотонного бризера малой амплитуды совместно с ранее исследованными свойствами однофотонного бризера [7] дают более полную физическую картину формирования бризеров малой амплитуды СИП для ППП при наличии монослоя графена. Представленные результаты для графена после соответствующих трансформаций можно использовать также и для других двумерных материалов, обладающих большим значением проводимости.

Поскольку двухфотонные возбуждения оптических атомов (КТ) находят применения в различных технических областях, можно ожидать, что в приборах, работающих на двумерных материалах, также найдут применения двухфотонные бризеры малой амплитуды СИП.

Работа выполнена в рамках проекта № 217064 ННФ им. Ш. Руставели.

Список литературы

[1] *McCall S.L., Hahn E.L.* // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.
[2] *Maimistov A.I., Bahsarov A.M., Elyutin S.O., Sklyarov Yu.M.* // Phys. Rep. 1990. V. 191. P. 1.
[3] *Полуэктов И. А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С.* // УФН. 1974. Т. 114. С. 97.
[4] *Аллен Л., Эберли Дж.* // Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. С. 222; *Allen L., Eberly J.N.* // Optical Resonance and Two Level Atoms. Wiley-Interscience Publ., 1975.
[5] *Adamashvili G.T., Weber C., Knorr A., Adamashvili N.T.* // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 063808.
[6] *Chen M., Kaup D.J., Malomed B.A.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 056605.
[7] *Adamashvili G.T., Kaup D.J.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 053801.
[8] *Nesterov M.L., Bravo-Abad J., Nikitin A., Garcia-Vidaland F., Martin-Moreno L.* // Laser and Phot. Rev. 2013. V. 7. P. L7.
[9] *Sotor J., Sobon G., Macherzynski W., Paletko P., Abramski K.M.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 051108.
[10] *Song Y., Chen S., Zhang Q., Li L., Zhao L., Zhang H., Tang D.* // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 25933.
[11] *Du J., Zhang M., Guo Z., Chen J., Zhu H., Hu G., Peng P., Zheng Z., Zhang H.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 42357.
[12] *Grigorenko A.N., Polini M. , Novoselov K.S.* // Nature Photnics. 2012. V. 6. P. 749.
[13] *Geim A.K., Novoselov K.S.* // Nat. Mater. 2007. V. 6. P. 183.
[14] *Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Katsnelson M.I., Grigorieva I.V., Dubonos S.V., Firsov A.A.* // Nature. 2005. V. 438. P. 197.
[15] *Yanxia Dong.* // Intern. J. Materials Science and Appl. 2017. V. 6. N 6. P. 302.
[16] *Адамашвили Г.Т., Адамашвили Н.Т., Пейкришвили М.Д., Моцонелидзе Г.Н., Коплатадзе Р.Р.* // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 6. С. 972; *Adamashvili G.T., Adamashvili N.T., Peikrishvili M.D., Motsonelidze G.N., Koplatadze R.R.* // Opt. Spectrosc. 2009. V. 106. N 6. P. 863.
[17] *Xianglian Song, Zizhuo Liu, Yuanjiang Xiang, Koray Aydin.* // Optics Express. 2018. V. 26. N 5. P. 5469.
[18] *Adamashvili G.T.* // Physica B. 2014. V. 454. P. 45.
[19] *Адамашвили Г.Т.* // Опт. и спектр. 2015. Т. 119. № 2. С. 265; *Adamashvili G.T.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 119. N 2. P. 252.
[20] *Adamashvili G.T., Kaup D.J.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 066616.
[21] *Lopez Gondar J., Cipolatti R., Marques G.E.* // Braz. J. Phys. 2006. V. 36. P. 960.
[22] *Taniuti T., Iajima N.* // J. Math. Phys. 1973. V. 14. P. 1389.
[23] Нелинейная спектроскопия / Под. ред. Бломбергена Н. М.: Мир, 1979. 586 с.
[24] *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* // Теория солитонов. Метод обратной задачи. М.: Наука. 1973. 320 с.
[25] *Newell A.C.* Solitons in Mathematics and Physics. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1985. 323 p.
[26] *Ablowitz M.J., Segur H.* Solitons and Inverse Scattering Transform. Philadelphia: SIAM, 1981.
[27] *Adamashvili G.T., Kaup D.J., Knorr A.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. P. 053835.
[28] *Adamashvili G.T., Kaup D.J., Knorr A., Weber C.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 78. P. 013840.