01

Поверхностные бризеры самоиндуцированной прозрачности в левосторонних метаматериалах

© *Г.Т. Адамашвили, Н.Т. Адамашвили, М.Д. Пейкришвили, Г.Н. Моцонелидзе, Р.Р. Коплатадзе*

Грузинский технический университет, 0128, Тбилиси, Грузия
E-mail: gadama@parliament.ge

В окончательной редакции 10 июня 2008 г.

Построена теория нелинейных поверхностных волн в системе диэлектрик—левосторонний метаматериал при наличии на границе раздела сред оптически активных примесных атомов. Рассматривается процесс образования поверхностных бризеров в условиях самоиндуцированной прозрачности. Получены явные аналитические выражения для бризеров поверхностных ТМ-мод. Показано, что параметры поверхностной оптической нелинейной волны зависят от отрицательной магнитной проницаемости и его производной левостороннего метаматериала.

PACS: 42.65.Tg, 78.68.+m

При распространении плоской волны в изотропной среде, имеющей одновременно отрицательные индексы диэлектрической (электрической) $\varepsilon < 0$ и магнитной $\mu < 0$ проницаемостей, векторы электрического поля **E**, магнитного поля **H** и волновой вектор **k** составляют левостороннюю ортогональную систему координат. Такие материалы принято называть левосторонними материалами (ЛМ), или метаматериалами. Метаматериалы обладают отрицательным показателем преломления и характеризуются отличными оптическими свойствами по сравнению с обычными правосторонними материалами (ПМ) [1].

На границе раздела диэлектрика с метаматериалом могут распространяться поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ). Когда диэлектрическая проницаемость среды зависит от интенсивности волны, могут формироваться нелинейные нерезонансные ПЭВ, которые вызывают особый интерес при исследовании свойств метаматериалов [2–4]. Наряду с нерезонансными нелинейными ПЭВ, на границе раздела двух сред могут распространяться также и резонансные нелинейные ПЭВ. Резонансные нелинейные волны (солитоны и бризеры) образуются в условиях самоиндуцированной прозрачности (СИП) [5]. В обычных правосторонних многослойных средах свойства резонансных поверхностных солитонов СИП (2π-импульсов) исследованы достаточно подробно [6,7]. При распространении ПЭВ на границе диэлектрика и метаматериала ситуация существенно меняется и эффект СИП требует специального исследования. В настоящей работе рассматривается вопрос о формировании поверхностных бризеров СИП (0π-импульсов) в системе диэлектрик–метаматериал при наличии тонкого переходного слоя с оптическими резонансными примесными атомами.

Исследуем поверхностную H-волну (ТМ-моду) с длительностью $T \ll T_{1,2}$, частотой $\omega \gg T^{-1}$, волновым вектором $\mathbf{k}$, которая распространяется вдоль оси z на границе раздела $(x = 0)$ между обычным ПМ и ЛМ, где T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксаций оптически активных примесных атомов. Предположим, что полупространство $I(x < 0)$ занимает диэлектрик (ПМ) с диэлектрической $\varepsilon_1(\omega) > 0$ и магнитной $\mu_1(\omega) > 0$ проницаемостями, а полупространство II $(x > 0)$ занимает метаматериал с диэлектрической $\varepsilon_2(\omega) < 0$ и магнитной $\mu_2(\omega) < 0$ проницаемостями. На поверхности раздела сред расположен тонкий переходный резонансный слой, содержащий примесные оптически активные атомы с поляризацией $\mathbf{P}(x, z, t) = \mathbf{e}_p p(z, t)\delta(x)$, где $\mathbf{e}_p$ — единичный вектор поляризации вдоль оси z. Предполагается, что толщина переходного слоя $h \ll \lambda$, где λ — длина ПЭВ.

Для поверхностной H-волны вектор электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$ лежит в плоскости x–z и перпендикулярен границе раздела сред, а вектор магнитного поля $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ направлен вдоль оси y. Представим компоненты электрического и магнитного полей ПЭВ в форме Фурье-интегралов:

$$U_1(x, z, t) = \int U_1(\Omega, Q) e^{\kappa_1(\Omega, Q)x} e^{i(Qz - \Omega t)} d\Omega dQ, \quad x < 0,$$

$$U_2(x, z, t) = \int U_2(\Omega, Q) e^{-\kappa_2(\Omega, Q)x} e^{i(Qz - \Omega t)} d\Omega dQ, \quad x > 0. \qquad (1)$$

Здесь $U_{1,2}$ — компоненты (E_x, E_z, H_y) в обеих средах. Величины κ_i характеризуют поперечную структуру поля и определяются из уравнений Максвелла: $\kappa_i^2(\Omega, Q) = Q^2 - \varepsilon_i(\Omega)\mu_i(\Omega)\frac{\Omega^2}{c^2}$ $(i = 1,\ 2)$. Предполагается, что функции $U_{1,2}$ не зависят от y координаты.

При учете резонансных атомов в переходном слое граничные условия при $x = 0$ примут вид [6,7]:

$$H_{2,y} - H_{1,y} = \frac{4\pi}{c}\frac{\partial p}{\partial t}, \quad E_{1,z} = E_{2,z}. \tag{2}$$

Подставляя (1) в (2) и учитывая уравнения Максвелла, получим нелинейное волновое уравнение для z-компоненты электрического поля волны при $x = 0$ [6,7]:

$$\int f(\Omega, Q)E(\Omega, Q)e^{i(Qz-\Omega t)}d\Omega dQ = -4\pi p(z, t), \tag{3}$$

где $f(\Omega, Q) = \frac{\varepsilon_2(\Omega)}{\kappa_2(\Omega,Q)} + \frac{\varepsilon_1(\Omega)}{\kappa_1(\Omega,Q)}$. Здесь мы учли непрерывность z-компоненты электрического поля ПЭВ, $E_{1,z}(\Omega, Q) = E_{2,z}(\Omega, Q) = E(\Omega, Q)$. Волновое уравнение (3) справедливо при любой зависимости поляризации переходного слоя $p(z, t)$ от напряженности электрического поля волны E при $x = 0$. Это уравнение удается значительно упростить, используя метод медленно изменяющегося профиля в форме:

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

где $\hat{E}_l$ — медленно меняющиеся комплексные амплитуды ПЭВ, удовлетворяют неравенствам: $|\frac{\partial \hat{E}}{\partial t}| \ll \omega|\hat{E}|$, $|\frac{\partial \hat{E}}{\partial z}| \ll k|\hat{E}|$, $Z_l = \exp[il(kz - \omega t)]$. Чтобы обеспечить вещественность величины E, полагаем $\hat{E}_l = \hat{E}^*_{-l} = \hat{E}$. Для определения явного вида поляризации $p(z, t)$ необходимо решение оптических уравнений Блоха для примесных оптических атомов в переходном слое, которые описываются в рамках модели двумерного газа двухуровневых систем [5]. При однородном уширении спектральной линии и в условиях точного резонанса $p = i\sigma\frac{n_0 d}{2}\sum\limits_{l=\pm 1} lZ_l \sin\Theta$, где $\Theta = \frac{2d}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t} \hbar E(z, t')dt'$ — площадь огибающей импульса ПЭВ, d — дипольный момент перехода примесных атомов, направленных вдоль оси z, n_0 — концентрация примесных оптических атомов, $\hbar$ — постоянная Планка, $\sigma = 1$ в поглощающей среде-аттенюаторе, $\sigma = -1$ в инверсно-населенной среде [5,6].

Если воспользуемся разложением $f(\Omega, Q) = f(\omega, k) + (\Omega - \omega)f'_\Omega + (Q - k)f'_Q + \ldots$, выражением (4) и явным видом поляризации p, из волнового уравнения (3) при выполнении условия $|\Theta| \ll 1$ получим нелинейное уравнение для площади огибающей импульса:

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial t^2} + v_g \frac{\partial^2\Theta}{\partial z \partial t} = -\sigma \pm \alpha_0^2 \left[\Theta - \frac{1}{6}\Theta^3 + O(\Theta^5)\right], \quad \alpha_0^2 = \frac{4\pi n_0 d^2}{f'_\Omega \hbar}, \quad (5)$$

где $v_g = -\frac{f'_Q}{f'_\Omega}$ — групповая скорость линейной ПЭВ, $f'_\Omega = \frac{\partial f}{\partial \Omega}\big|_{\Omega=w,Q=k}$, $f'_Q = \frac{\partial f}{\partial Q}\big|_{\Omega=w,Q=k}$.

Для анализа уравнения (5) воспользуемся пертурбативным методом редукции [8], согласно которому величину Θ можно представить в форме

$$\Theta(z,t) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon^\alpha Y_n f_n^{(\alpha)}(\zeta, \tau), \quad (6)$$

где $Y_n = \exp[in(qz - wt)]$, $\xi = \varepsilon q(z - Vt)$, $V = \frac{dw}{dq}$, $\tau = \varepsilon^2 t$, ε — малый параметр. Такое представление позволяет выделить из Θ еще более медленно меняющиеся функции $f_n^{(\alpha)}$. Следовательно, предполагается, что величины w, q $f_n^{(\alpha)}$ удовлетворяют неравенствам $q \ll k$, $w \ll \omega$, $|\frac{\partial f^{(\alpha)}}{\partial t}| \ll w|f_n^{(\alpha)}|$, $|\frac{\partial f_n^{(\alpha)}}{\partial z}| \ll q|f_n^{(\alpha)}|$. Подставляя (6) в (5), разделяя вещественную и мнимую части, после стандартной процедуры [8,9] получаем закон дисперсии для ПЭВ и связь между величинами w и q

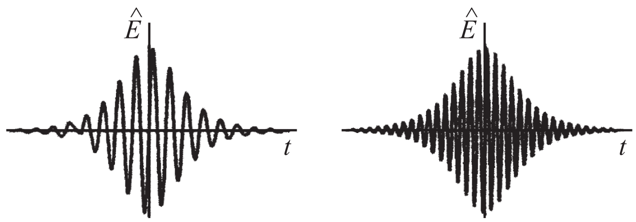
$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon^2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \frac{\varepsilon_2\mu_1 - \varepsilon_1\mu_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}, \quad \alpha_0^2 - w(w - qv_g) = 0, \quad (7)$$

а также нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) для величины $\psi(y,t) = \varepsilon f_l^{(1)}$ в форме

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} + \rho\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \nu|\psi|^2\psi = 0, \quad (8)$$

где $\rho = \frac{(v_g - V)V^2}{wv_g}$, $\nu = \frac{\alpha_0^2 V}{3wv_g}$, $y = z - Vt$,

$$\begin{aligned} f'_Q &= -k\left[\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1^3} + \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2^3}\right]\Bigg|_{\Omega=\omega,Q=k}, \\ f'_\Omega &= \sum_{i=1,2} \frac{1}{k_i}\left\{\frac{d\varepsilon_i}{d\Omega} + \frac{\varepsilon_i}{\kappa_i^2}\frac{\Omega}{2c^2}\left[2\varepsilon_i\mu_i + \Omega\frac{d(\varepsilon_i\mu_i)}{d\Omega}\right]\right\}\Bigg|_{\Omega=\omega,Q=k}. \end{aligned} \quad (9)$$



Бризеры равной длительности, для двух различных значений фазы, на входе в среду. На рисунке справа частота осцилляции вдвое выше, чем на рисунке слева.

Уравнение (8), при условии $p\nu > 0$, имеет солитонное решение, которое можно получить с помощью метода обратной задачи [10]:

$$\psi(y, t) = K \frac{e^{il\phi_1}}{\cosh \phi_2}, \tag{10}$$

где

$$\phi_1 = \frac{V_b}{2\rho} z - \left(\frac{V_b v_g}{2\rho} + \frac{V_b^2}{4\rho} - \frac{\nu}{2} K^2 \right) t, \quad \phi_2 = K \sqrt{\frac{\nu}{2p}} \left[z - (v_g + V_b) t \right], \tag{11}$$

K и V_b — амплитуда и скорость нелинейной волны. Подставляя солитонное решение (10) в (6), получим бризерное решение для огибающей импульса ПЭВ в форме

$$\hat{E} = \frac{K\hbar w}{d} \frac{\sin(qz - wt - \phi_1)}{\cosh \phi_2} + O(\varepsilon^2). \tag{12}$$

В этом выражении множитель $\sin(qz - wt - \phi_1)$ приводит к медленным осцилляциям огибающей ПЭВ и трансформирует солитонное решение НУШ (10) для величины ψ в бризерное решение нелинейного волнового уравнения ПЭВ (3) для величины $\hat{E}$. На рисунках представлены бризеры для двух различных значений фазы (см. рисунок). Закон дисперсии для ПЭВ и связь между величинами w и q определяются из выражений (7). Другие параметры бризера ПЭВ определяются из выражений (1), (9), (11) и (12), которые зависят от параметров примесных атомов и свойств контактирующих ПМ и ЛМ сред. Следует особо отметить, что в отличие от бризеров, распространяющихся на границе раздела двух обычных ПМ, параметры бризера (12) зависят от отрицательной магнитной проницаемости $\mu_i(\omega)$ и его производной $\frac{d\mu}{d\Omega}\big|_{\Omega=w}$ левостороннего метаматериала.

Интересные свойства бризеров ПЭВ позволяют надеяться на то, что поверхностные бризеры в дальнейшем не только будут исследоваться, но и найдут практическое применение.

Список литературы

[1] *Веселаго В.Г.* // УФН. 1968. Т. 30. С. 509–514.

[2] *Agranovich V.M., Shen Y.R., Baughman R.H., Zakhidov A.A.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 165112, 1–7.

[3] *Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Y.S., Zharov A.A., Boardman A.D., Egan P.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617, 1–9.

[4] *Darmanyan S.A., Neviere M., Zakhidov A.A.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 036615, 1–6.

[5] *McCall S.L., Hahn E.L.* // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.

[6] *Агранович В.М., Рупасов В.И., Черняк В.Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 196–199.

[7] *Adamashvili G.T., Knorr A.* // Phys. Lett. A. 2007. V. 367. P. 220–223.

[8] *Taniuti T., Iajima N.* // J. Math. Phys. 1973. V. 14. P. 1389–1397.

[9] *Адамашвили Г.Т., Адамашвили Н.Т., Моцонелидзе Г.Н., Пейкришвили М.Д.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 82–84.

[10] *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1973. 320 с.