Письма в ЖТФ, том 22, вып. 24 26 декабря 1996 г.

01

ПОЛЯРИТОННЫЙ СОЛИТОН С КВАНТОВО-ВИХРЕВОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

© *Е.С.Киселева*

Установлена возможность существования поляритонного солитона с квантово-вихревой поперечной структурой. При учете нелинейностей вида: упругое экситон-экситонное взаимодействие и эффект насыщения дипольного момента перехода — найдено два типа солитонных решений.

Теория солитонов хорошо изучена в экситонной области спектра [1–6]. Однако во всех работах предполагалось однородное распределение амплитуд экситонного и фотонного полей и соответствующих концентраций квазичастиц в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волнового пакета.

Целью настоящего сообщения является исследование поляритонного солитона с квантово-вихревой поперечной структурой. О возможности образования волновых пакетов такого типа впервые указано в нашей работе [7]. Теория образования и распространения квантового вихря в среде дипольно-активных экситонов и фотонов без учета продольной солитонной структуры изложена в [8]. Наша задача — изучить возможность существования и условия совместимости солитонной структуры в направлении распространения волны со структурой квантового вихря в поперечной плоскости. Целесообразность такого исследования обоснована рядом экспериментов по наблюдению солитонов, в которых обнаружена неоднородность светового поля в плоскости, поперечной к направлению распространения волны [1].

Ниже представлены результаты исследования поляритонного солитона с квантово-вихревой структурой при учете нелинейностей вида: упругое экситон-экситонное взаимодействие и эффект насыщения дипольного момента перехода из основного состояния кристалла в экситонное.

В качестве исходных уравнений берутся нелинейное уравнение Шредингера для когерентных экситонов и линейные уравнения Максвелла для световой волны.

Пусть световая и экситонная волны распространяются вдоль оси z. Для поперечных экситонов (с компонентами дипольного момента перехода $d_x \neq 0$, $d_y \neq 0$, $d_z = 0$) искомая система уравнений имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial a}{\partial t} = \left(\tilde{u} - \frac{\hbar^2}{2m_э}\Delta\right)a + \frac{\nu|a|^2 a}{V} -$$

$$-(d_x E_x + d_y E_y)\left[1 - \frac{\gamma}{V}|a|^2\right], \tag{1}$$

$$(\mathrm{rot\,rot}\mathbf{E})_x + \frac{\varepsilon_\infty}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2}d_x\frac{\partial^2 a}{\partial t^2}, \tag{2}$$

$$(\mathrm{rot\,rot}\mathbf{E})_y + \frac{\varepsilon_\infty}{c^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2}d_y\frac{\partial^2 a}{\partial t^2}, \tag{3}$$

где a — амплитуда когерентных экситонов, $\mathbf{E}$ — амплитуда электромагнитного поля, ν — константа взаимодействия экситонов, γ — константа насыщения дипольного момента перехода, V — объем кристалла, ε_∞ — фоновая диэлектрическая постоянная, $\tilde{u}$ — предельная энергия поперечных экситонов при $k = 0$, $m_э$ — трансляционная масса экситона.

Решения (1–3) ищем в цилиндрических переменных ε, φ, z и времени t, причем их огибающие зависят от бегущей переменной $\zeta = t - \frac{z}{s}$, где s — скорость волнового пакета. А именно

$$a = \Psi(\varepsilon, \varphi, \xi)e^{-i\omega t + ik_z z}\sqrt{N_0}, \tag{4}$$

$$E = e(\varepsilon, \varphi, \xi)e^{-i\omega t + ik_z z}\sqrt{N_0},$$

где ω и k_z — частота и волновой вектор несущей волны, N_0 — число экситонов в конденсате.

Отметим, что в отличие от упрощенной солитонной задачи с однородной поперечной структурой, не зависящей от переменных x, y, в нашем случае огибающие зависят от переменных ε и φ.

Далее решения ищутся в факторизованном виде:

$$\Psi(\varepsilon, \varphi, \xi) = \Psi(\varepsilon)e^{i\varphi}\Phi(\xi),$$

$$e_z(\varepsilon, \varphi, \xi) = e_z(\varepsilon)e^{i\varphi}E_z(\xi), \tag{5}$$

$$e_y(\varepsilon, \varphi, \xi) = e_y(\varepsilon)e^{i(1+\eta)\varphi}E_y(\xi).$$

В согласии с [8] существование квантовых вихрей учитывается при малых ε ($\varepsilon \ll 1$) решениями вида

$$\Psi(\varepsilon) = \sum_{k=1} a_k \varepsilon^{2k-1}; \quad e_z = \sum_{k=1} b_k \varepsilon^{2k-1};$$

$$e_y = \begin{cases} \sum\limits_{k=1} c_{1k}\varepsilon^{2k}, & \eta = -1 \\ \sum\limits_{k=1} c_{2k}\varepsilon^{2k}, & \eta = 1. \end{cases} \tag{6}$$

Найдем дифференциальные уравнения для функций Φ, E_z и E_y, зависящих от ξ. Они имеют следующий вид:

$$\begin{cases} A_1\Phi + iB_1\Phi' + C_1|\Phi|^2\Phi + D_1E_y = 0 \\ A_2E_y + iB_2E_y' + C_2\Phi + D_2E_z = 0 \\ A_3E_z + iB_3E_z' + C_3\Phi = 0, \end{cases} \tag{7}$$

где

$$A_1 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\varepsilon^2} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{\hbar\Omega}{n_0\nu}\right)\Psi(\varepsilon);$$

$$A_2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\varepsilon^2} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial\varepsilon} - \frac{(1+\eta)^2}{\varepsilon^2} + 2\varkappa^2 r_0^2\right) l_y(\varepsilon);$$

$$A_3 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\varepsilon^2} + \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} + \varkappa^2 r_0^2\right) l_z(\varepsilon);$$

$$B_1 = \hbar\left(\frac{1}{n_0\nu} - \frac{\hbar k_z}{m_э s}\right)\Psi(\varepsilon);$$

$$B_2 = -4r_0^2\left(\frac{\omega}{c^2} + \frac{k_z}{s}\right) l_y(\varepsilon);$$

$$B_3 = -2r_0^2\left(\frac{\omega}{c^2} + \frac{k_z}{s}\right) l_z(\varepsilon); \quad C_1 = -\Psi^3(\varepsilon);$$

$$C_2 = 8\pi\cdot\frac{\omega r_0 d_y}{cV_0}\Psi(\varepsilon); \quad C_3 = -4\pi k_z r_0\left(\eta\frac{\partial}{\partial\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon}\right)\frac{d_y}{V_0}\Psi(\varepsilon);$$

$$D_1 = \frac{2d_y}{\nu n_0}(1 - \gamma n_0|\Psi(\varepsilon)|^2) l_y(\varepsilon); \quad D_2 = -k_z r_0\left(\eta\frac{\partial}{\partial\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon}\right) l_z(\varepsilon);$$

$$\varkappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2; \quad \hbar\Omega = \hbar\omega - \tilde{u} + \frac{4\pi}{3}\frac{|a|^2}{V_0} - \frac{\hbar^2 k_z}{2m_э};$$

$$\varepsilon = \frac{r}{r_0}; \quad n_0 - \frac{N_0}{V}. \tag{7a}$$

Исключая из двух уравнений функции E_y и E_z, найдем дифференциальное уравнение следующего типа для Φ:

$$iA\Phi''' + B\Phi'' + iC\Phi'|\Phi|^2 + D\Phi''|\Phi|^2 + iF\Phi' +$$
$$+ L\Phi + N|\Phi|^2\Phi + K|\Phi'|^2\Phi = 0. \tag{8}$$

Решение (8) ищется в виде:

$$\Phi(\xi) = \rho(\xi) e^{i\lambda(\xi)}. \tag{9}$$

Такая подстановка дает решения следующего типа для $\rho(\xi)$:

$$\rho(\xi) = \frac{\rho_{\max}}{\operatorname{ch} R\xi}; \quad \rho(\xi) = \frac{\rho_{\max}}{\operatorname{ch} R\xi} + J. \tag{10}$$

Отметим, что основная плотность поперечных экситонов и фотонов в квантовом вихре сосредоточена на его границе ($\varepsilon \to \infty$). В этой области концентрации поперечных экситонов и фотонов становятся однородными, в то время как плотность продольной компоненты светового поля сосредоточена в центре у ствола вихря и исчезает на бесконечности. Поэтому имеет смысл проанализировать область больших ε, когда $\rho_{\max}$, R, J не зависят от ε. При этом в уравнении (8) коэффициенты A и D равны нулю, решения имеют вид [3–6].

В области больших ε солитон будет похож на вращающийся волчок, полый внутри. Задача во многом сводится к задаче о солитоне без учета поперечной структуры [3–5]. Таким образом, в структуре солитона и квантового вихря имеется общая черта: плотности обеих компонент, участвующих в создании этих различных образований, должны быть сосредоточены в одном и том же месте пространства. Это делает возможным сосуществование двух структур.

Отметим, что при обсуждении нашей задачи предполагалось преобладание отталкивания между экситонами. Поэтому неоднородные поперечные структуры поля и экситонов выглядят как теневые нити в центре и трубчатые уплотнения по краям. При дополнительной солитонной структуре эти трубки превращаются в движущиеся полые волчки. Вопрос стабильности и определение параметров поляритонного солитона с поперечной квантово-вихревой структурой подлежит дальнейшему исследованию.

Автор выражает глубокую признательность С.А. Москаленко и П.И. Хаджи за обсуждение результатов.

Список литературы

[1] *Mc Call S.L., Hahn E.L.* // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 2. P. 457–485.
[2] *Schenzle A., Haken H.* // Opt. Commun. 1972. V. 6. N 2. P. 96–97.
[3] *Москаленко С.А., Хаджи П.И., Ротару А.Х.* Солитоны и нутация в экситонной области спектра. Кишинев: Штиинца, 1980. 194 с.
[4] *Хаджи П.И., Киселева Е.С., Ротару А.Х.* // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1824–1827.
[5] *Москаленко С.А., Хаджи П.И., Ротару А.Х., Киселева Е.С.* // Экситоны и биэкситоны в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1982. С. 3–59.

[6] *Москаленко С.А., Хаджи П.И., Ротару А.Х., Киселева Е.С., Шибаршина Г.Д.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. N 10. С. 1971–1975.
[7] *Moskalenko S.A., Kiseliova E.S., Pavlov V.G.* Abstracts of the International Conference on Luminescence and Optical spectroscopy of condensed matter. ICL-96, August 1996. Prague, Czech Republic. 1996. P. 56.
[8] *Москаленко С.А., Бобрышева А.И., Леляков А.В., Миглей М.Ф., Хаджи П.И., Шмиглюк М.И.* Взаимодействие экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1974. 210 с.

Институт
прикладной физики
АН РМ
Кишинев

Поступило в Редакцию
4 сентября 1996 г.