ЖЭТФ, 2005, том 128, вып. 6 (12), стр. 1123–1133

СОЛИТОННЫЙ РЕЖИМ ВЫНУЖДЕННОГО САМОРАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В УСЛОВИЯХ ЗАМЕДЛЕННОГО СВЕТА

С. В. Сазонов[*]

Калининградский государственный университет
236041, Калининград, Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2005 г.

Предсказано вынужденное саморассеяние Мандельштама–Бриллюэна в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности при замедлении распространения световой энергии до скорости звука, сопровождающееся формированием оптико-акустического солитона. С увеличением интенсивности оптической компоненты ее частота способна непрерывно смещаться в «красную» область, как это имеет место при вынужденном комбинационном саморассеянии, а акустическая составляющая не имеет несущей частоты. Данная возможность появляется, благодаря тому что в этих условиях разрешено мандельштам-бриллюэновское рассеяние вперед, запрещенное в недиспергирующей среде. В отличие от вынужденного комбинационного саморассеяния, здесь «красный» сдвиг частоты оптического импульса испытывает насыщение, достигая на некоторой длине распространения максимального значения. Показано, что такой солитон является беспороговым и способен формироваться при аномально низких входных интенсивностях оптического импульса.

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Dr, 42.50.Ar, 42.50.Gy, 42.62.Fi

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование различных оптико-акустических эффектов представляет собой одно из стержневых направлений развития нелинейной оптики. Пожалуй, наиболее яркими представителями здесь выступают явления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) [1]. Первое обусловлено рассеянием света на оптической фононной ветви среды, второе — на акустической [2]. В обоих случаях важны обратные процессы, при которых исходные частотные компоненты светового поля и порождаемые в результате рассеяний стоксовы составляющие усиливают соответствующие колебательные моды среды.

Обнаружение вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) фемтосекундных оптических импульсов [3] выявило новые возможности в исследованиях и приложениях ВКР-эффектов. Особенно это касается волоконной оптики [1]. При данном явлении входные фемтосекундные импульсы, будучи очень короткими, оказываются в достаточной степени широкополосными, чтобы своим спектром перекрыть оптические колебательные моды среды. Поэтому «когерентизация» этих мод происходит уже на входе импульса в среду и эффект имеет беспороговый по интенсивности характер [3, 4]. В процессе дальнейшего распространения импульса в диспергирующей среде происходит формирование солитона с непрерывным смещением его спектра как целого в область все более низких (стоксовых) частот. При отсутствии дисперсии реализуется несолитонный режим ВКС, характеризуемый значительным уширением спектра оптического импульса, который приобретает к тому же линейчатый характер [4].

В отличие от ВКР и ВКС прямое ВРМБ (т. е. рассеяние вперед) невозможно, так как запрещено законами сохранения энергии и импульса при элементарных актах фотон-фононных взаимодействий [1, 2]. Данный вывод относится к средам со слабой дисперсией. Действительно, относительное изменение частоты света при ВРМБ едва достигает 0.01 % и, ка-

[*]E-mail: barab@newmail.ru

залось бы, нет оснований считать, что показатель преломления для частоты рассеянной волны может сильно отличаться от такового для исходной частоты. Следовательно, в таком случае нельзя говорить о возможности существования аналога солитонного режима ВКС при рассеянии света на акустической фононной ветви.

С другой стороны, последние экспериментальные достижения по аномально сильному замедлению распространения световой энергии как в газах [5], так и в твердых телах [6] при условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) породили новые возможности управления дисперсионными параметрами среды. Как показано в работе [7], при приближении групповой скорости света к скорости звука в рассматриваемой среде радикально изменяются параметры ВРМБ. В частности (и это наиболее важно), появляется возможность наблюдения рассеяния вперед [7]. Здесь налицо проявление нелинейных и дисперсионных свойств среды. Как известно, наличие нелинейности и дисперсии может привести к образованию в такой среде солитона. Тогда возникает вопрос: возможно ли в этих условиях осуществление аналога ВКС — вынужденного саморассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВСМБ), сопровождаемого в солитонном режиме непрерывным сдвигом в красную область частоты входного оптического импульса и синхронной генерацией когерентной упругой волны? Исследованию данного вопроса и посвящена настоящая работа.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 выводятся системы нелинейных волновых уравнений для взаимодействия оптического и продольного акустического полей при их коллинеарном распространении, что возможно в режиме ЭИП. После использования представления о медленно меняющейся огибающей для оптического импульса общая нелинейная интегро-дифференциальная система сводится к уравнениям типа уравнений Захарова, которые после редукции к однонаправленному распространению принимают вид интегрируемой системы Ядзимы–Оикавы. Третий раздел посвящен физическому анализу солитонного решения данной системы применительно к рассматриваемому в работе случаю. На основе этого анализа и численных оценок параметров импульса и среды делается вывод о возможности наблюдения солитонного режима ВСМБ в экспериментальных условиях. В разд. 4 анализируется влияние поперечных возмущений на оптико-акустический солитон ВСМБ, приводящих к его дефокусировке в процессе распространения. В Заключении приводятся основные выводы работы, подчеркиваются сходства и различия между ВСМБ и ВКС.

2. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть дана изотропная среда, обладающая свойством сильного замедления групповой скорости v_g света в режиме ЭИП, который характеризуется также уменьшением практически до нуля коэффициента резонансного поглощения и пленением населенностей квантовых уровней [8].

Вначале, следуя работе [7], рассмотрим процесс ВРМБ в диспергирующей среде на основе законов сохранения энергии и импульса в элементарном акте рассеяния фотона на акустическом фононе:

$$\omega_{in} = \omega_{out} + \Omega, \quad \mathbf{k}_{in} = \mathbf{k}_{out} + \mathbf{k}_a, \tag{1}$$

где ω_{in} и ω_{out} — частоты исходного и рассеянного фотонов, соответственно, Ω — частота акустического фонона, $\mathbf{k}_{in}$, $\mathbf{k}_{out}$ и $\mathbf{k}_a$ — соответствующие данным частотам волновые векторы.

Обозначая через θ угол между $\mathbf{k}_{in}$ и $\mathbf{k}_{out}$, из второго равенства (1) получим

$$k_a^2 = (k_{in} - k_{out})^2 + 4k_{in}k_{out}\sin^2\frac{\theta}{2}. \tag{2}$$

Учитывая, что $k_a = \Omega/a$ (a — скорость звука в среде), $k_{in,out} = \omega_{in,out}n_{in,out}/c \gg k_a$ (c — скорость света в вакууме, $n_{in,out} = n(\omega_{in,out})$ — показатели преломления на частотах ω_{in} и ω_{out}, соответственно), запишем

$$k_{in} - k_{out} = \frac{\partial k}{\partial\omega}(\omega_{in} - \omega_{out}) = \frac{\Omega}{v_g},$$

где v_g — групповая скорость света на частоте ω_{in}. В результате равенство (2) примет вид

$$\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{v_g^2}\right)\Omega^2 = 4\frac{n_{in}\omega_{in}}{c}\left(\frac{n_{in}\omega_{in}}{c} - \frac{\Omega}{v_g}\right)\sin^2\frac{\theta}{2}. \tag{3}$$

В общем случае выражение (3) следует рассматривать как квадратное уравнение для параметра Ω, определяющего, согласно (1), сдвиг частоты светового поля в красную область за счет ВРМБ. В недиспергирующей среде $v_g \approx c/n_{in}$. Так как $n_{in} \sim 1$, $c \gg a$ и $\Omega \ll \omega_{in}$, вторыми слагаемыми в обеих скобках (3) можно пренебречь и данное выражение приобретает хорошо известный вид [2, 9]:

$$\Omega = 2\frac{n_{in}\omega_{in}a}{c}\left|\sin\frac{\theta}{2}\right|.$$

Пусть теперь условия ЭИП таковы, что $v_g = a$. Тогда, как следует из (3), $\Omega = n_{in}\omega_{in}a/c$ при $\theta \neq 0$. В случае же рассеяния вперед ($\theta = 0$) равенство (3) обращается в тождество 0=0 при любых значениях параметра Ω. То есть сдвиг частоты светового поля в красную область при ВРМБ вперед в условиях ЭИП не может быть определен из законов сохранения энергии и импульса в элементарных актах рассеяния.

Поляризационный отклик $P_r^{(0)}(\mathbf{r},t)$ диспергирующей среды на воздействие линейно-поляризованного сигнального поля $E(\mathbf{r},t)$ в отсутствие поля деформаций представим в виде

$$P_r^{(0)}(\mathbf{r},t) = \chi_m^{(0)} E(\mathbf{r},t) + \int\limits_0^\infty \chi_0(\tau) E(\mathbf{r}, t-\tau)\, d\tau, \quad (4)$$

где $\chi_m^{(0)}$ — диэлектрическая восприимчивость матрицы, предполагаемой в рассматриваемом частотном диапазоне недиспергирующей из-за удаленности ее резонансных частот от несущей частоты оптического импульса, $\chi_0(\tau)$ — восприимчивость диспергирующей среды из примесных резонансных атомов, создающих, наряду с мощной оптической накачкой, эффект ЭИП.

Акустическая фононная ветвь приводит к модуляции восприимчивости как матрицы, так и резонансных вкраплений. Следуя работам [2, 9], совершим замену

$$\chi_m^{(0)} \to \chi_m = \chi_m^{(0)} - \gamma_1 u, \quad (5)$$

где $u(\mathbf{r},t)$ — поле локальных продольных деформаций среды, $\gamma_1 = -(\partial\chi_m/\partial u)_0$ — коэффициент электрострикции [9], индекс «0» соответствует отсутствию поля деформации.

Аналогично учтем модуляцию нелокальной восприимчивости $\chi_0(\tau)$ в выражении (4) с помощью замены $\chi_0(\tau) \to \chi(\tau, u(\mathbf{r},t))$. Здесь пренебрегается эффектами запаздывания поляризационного отклика резонансных примесей на воздействие поля деформации, так как акустическая дисперсия здесь пренебрежимо мала из-за удаленности частотного спектра упругих волн от линий резонансного оптического поглощения.

Раскладывая $\chi_0(\tau) \to \chi(\tau, u(\mathbf{r},t))$ в ряд Тейлора по $u(\mathbf{r},t)$, получим

$$\chi\left(\tau, u(\mathbf{r},t)\right) = \chi_0(\tau) - \Gamma(\tau) u(\mathbf{r},t), \quad (6)$$

где

$$\Gamma = -\left(\frac{\partial\chi}{\partial u}\right)_0 .$$

Исходя из выражений (4)–(6), запишем плотность энергии оптико-акустического взаимодействия, обусловленного ВРМБ, в виде

$$V_{int} = \frac{1}{2} u \left[\gamma_1 E^2 + E \int\limits_0^\infty \Gamma(\tau) E(\mathbf{r}, t-\tau)\, d\tau\right]. \quad (7)$$

Для поляризационного же отклика среды, модулированного акустической фононной ветвью, имеем

$$P_r(\mathbf{r},t) = P_r^{(0)}(\mathbf{r},t) - \\ - u\left[\gamma_1 E + \int\limits_0^\infty \Gamma(\tau) E(\mathbf{r}, t-\tau)\, d\tau\right]. \quad (8)$$

Первые слагаемые в квадратных скобках в выражениях (7) и (8) затрагивают только модуляцию акустическим полем восприимчивости нерезонансной матрицы, поэтому в них не учитывается влияние ВРМБ на ЭИП. Вторые слагаемые в этих скобках описывают влияние акустической фононной ветви на нелокальный поляризационный отклик резонансных примесей, благодаря которым происходит замедление света в режиме ЭИП. Другими словами, эти слагаемые учитывают влияние процесса ВРМБ на режим ЭИП. Влияние же ЭИП на ВРМБ сводится, главным образом, как подчеркивалось выше, к замедлению групповой скорости света в данной среде до скорости звука и возможности рассеяния вперед.

Дополним выражения (4), (7) и (8) уравнением Максвелла для электрического поля оптического импульса

$$\Delta E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_r}{\partial t^2}, \quad (9)$$

а также плотностью гамильтониана акустического поля

$$V_a = \frac{p^2}{2\rho_m} + \frac{1}{2}\rho_m a^2 (\nabla s)^2, \quad (10)$$

где ρ_m — средняя плотность среды, a — скорость продольного звука в ней, s — поле локальных смещений, связанное с полем деформаций соотношением $u = \partial s/\partial z$, z — ось, совпадающая с направлением распространения оптического и порождаемого им акустического импульсов, p — поле плотности импульсов локальных смещений.

Используя уравнения Гамильтона для сплошной среды

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\delta H}{\delta p}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\delta H}{\delta s},$$

где

$$H = \int (V_a + V_{int})\, d^3\mathbf{r},$$

и подставляя (8) в (9), придем к системе

$$\Delta E - \frac{n_m^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\{\int\limits_0^\infty \chi(\tau)E(\mathbf{r}, t-\tau)\,d\tau - \right. \\ \left. - u\left[\gamma_1 E + \int\limits_0^\infty \Gamma(\tau)E(\mathbf{r}, t-\tau)\,d\tau\right]\right\}, \tag{11}$$

$$\Delta u - \frac{1}{a^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{1}{2\rho_m a^2}\times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\gamma_1 E^2 + E\int\limits_0^\infty \Gamma(\tau)E(\mathbf{r}, t-\tau)\,d\tau\right], \tag{12}$$

где

$$n_m = \sqrt{1 + 4\pi\chi_m^{(0)}}$$

— показатель преломления матрицы.

Нелинейная интегро-дифференциальная система (11), (12) самосогласованным образом описывает режим ВРМБ в диспергирующей среде.

Пусть теперь резонансное световое поле представляет собой квазимонохроматический импульс с несущей частотой ω и волновым числом k. Тогда

$$E(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t)\exp\left[i(\omega t - kz)\right] + \text{c.c.}, \tag{13}$$

где $\psi(\mathbf{r}, t)$ — медленно меняющаяся огибающая.

Следуя работе [10], после подстановки (13) в (11) разложим $\psi(\mathbf{r}, t-\tau)$ в ряд Тейлора по τ. Ограничиваясь учетом групповой дисперсии минимального порядка, запишем

$$\int\limits_0^\infty \chi(\tau)E(\mathbf{r}, t-\tau)\,d\tau = \left[\chi(\omega)\psi - i\left(\frac{\partial\chi}{\partial\omega}\right)\frac{\partial\psi}{\partial t} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\chi}{\partial\omega^2}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \frac{i}{6}\left(\frac{\partial^3\chi}{\partial\omega^3}\right)\frac{\partial^3\psi}{\partial t^3}\right]\times \\ \times \exp\left[i(\omega t - kz)\right] + \text{c.c.}, \tag{14}$$

где частотная восприимчивость резонансных примесей равна

$$\chi(\omega) = \int\limits_0^\infty \chi(\tau)\exp(-i\omega\tau)\,d\tau.$$

Аналогичное разложение справедливо для интеграла

$$\int\limits_0^\infty \Gamma(\tau)E(\mathbf{r}, t-\tau)\,d\tau$$

в выражениях (11) и (12).

Подставляя (13) и (14) в (12) и (11), после пренебрежения относительно быстро осциллирующими слагаемыми получим

$$i\left(\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right) + \frac{k_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - i\frac{k_3}{6}\frac{\partial^3\psi}{\partial t^3} = \\ = -\frac{2\pi\omega}{cn}u\left[\gamma\psi - i\left(\frac{\partial\gamma_2}{\partial\omega}\right)\frac{\partial\psi}{\partial t}\right] + \frac{c}{2n\omega}\Delta_\perp\psi, \tag{15}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho_m a^2}\times \\ \times\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\gamma|\psi|^2 + \frac{i}{2}\left(\frac{\partial\gamma_2}{\partial\omega}\right)\left(\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial t} - \psi^*\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)\right] - \\ - \Delta_\perp u. \tag{16}$$

Здесь

$$v_g = \frac{c}{n + \omega(\partial n/\partial\omega)}$$

— групповая скорость сигнального оптического импульса,

$$n = \left[1 + 4\pi(\chi_m^{(0)}) + \chi(\omega)\right]^{1/2}$$

— общий показатель преломления среды,

$$k_2 = \frac{\partial(1/v_g)}{\partial\omega}$$

— параметр дисперсии групповой скорости,

$$k_3 = \frac{2\pi}{cn}\left[\frac{6}{\omega}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\omega\frac{\partial\chi}{\partial\omega}\right) + \omega\frac{\partial^3\chi}{\partial\omega^3}\right],$$

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2,$$

$$\gamma_2(\omega) = \int\limits_0^\infty \Gamma(\tau)\exp(-i\omega\tau)\,d\tau,$$

$\Delta_\perp$ — поперечный лапласиан.

Заметим, что в выражениях (15) и (16) акустическая волна, в отличие от оптического поля, представлена не огибающей, а самим полем деформации. То есть акустический импульс, вообще говоря, не имеет несущей частоты.

В центре линии резонансного поглощения при ЭИП $\chi(\omega) = 0$ [8] и $\partial^2 n/\partial\omega^2 = 0$ [11]. Следовательно, $n = n_m$ и $k_2 = 2(\partial n/\partial\omega)/c > 0$. Таким образом, групповая дисперсия в центре линии резонансного поглощения положительна.

Концентрация резонансных примесей в экспериментах по ЭИП в твердых телах составляет примерно 0.05–0.1 % [6] по отношению к концентрации нерезонансных атомов матрицы. По этой причине следует ожидать, что $\gamma_2 \ll \gamma_1$ и, следовательно, $\gamma \approx \gamma_1$.

Слагаемые в квадратных скобках в уравнениях (15) и (16), содержащие множитель $(\partial\gamma_2/\partial\omega)$, относятся к первым слагаемым в этих же скобках как $(\omega\tau_p)^{-1} \ll 1$, где τ_p — характерная длительность оптического импульса. Данные слагаемые описывают дисперсию нелинейности, обусловленную влиянием процесса ВРМБ на ЭИП. Для импульсов оптического диапазона ($\omega \sim 10^{15}$ с$^{-1}$) и наносекундной длительности имеем $(\omega\tau_p)^{-1} \sim 10^{-6}$. По этой причине дисперсией нелинейности и последним слагаемым в левой части (15) можно пренебречь. В этом случае при отсутствии поперечных возмущений уравнения (15), (16) переходят в хорошо известную систему Захарова [12].

Суммируя сказанное после системы (15), (16), приходим к выводу, что для квазимонохроматических резонансных оптических импульсов влиянием процессов ВРМБ на режим ЭИП можно пренебречь. В то же время ЭИП оказывает существенное влияние на характер ВРМБ, разрешая, в частности, рассеяние вперед при $v_g = a$. Данное равенство выражает собой резонанс Захарова – Бенни или резонанс длинных и коротких волн [13]: групповая скорость коротковолновой (оптической) компоненты равна фазовой скорости длинноволновой (акустической) составляющей. Действительно, при коллинеарном распространении из (1) следует, что

$$a = \frac{\Omega}{k_a} = \frac{\omega_{in} - \omega_{out}}{k_{in} - k_{out}} \approx \frac{\partial\omega}{\partial k} = v_g.$$

Именно при этом условии взаимодействие между звуком и замедленным светом наиболее эффективно. В данном случае в уравнении (16) удобно перейти к приближению квазиоднонаправленного распространения [13]. Учитывая, что выражение (5) имеет характер разложения, приходим к выводу о малости первого слагаемого в правой части (16). Примем также параксиальное приближение

$$\Delta_\perp u \ll \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}.$$

Данное обстоятельство соответствует условию $(l_\parallel/R)^2 \ll 1$, где $l_\parallel$ и R — характерные продольный и поперечный размеры импульса, соответственно. В этом смысле поперечные возмущения можно рассматривать как длинноволновые, а соответствующий оптико-акустический импульс — как квазиодномерный. Введем «локальное» время

$$\tau = t - z/a = t - z/v_g$$

и «медленную» координату

$$\zeta = \mu z,$$

где малый параметр μ пропорционален правой части (16). Тогда, пренебрегая членами порядка μ^2, после отбрасывания с учетом сказанного выше дисперсии нелинейности и линейной дисперсии третьего порядка перепишем уравнения (15), (16) в виде

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{k_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2} = -\alpha u\psi + \frac{c}{2n_m\omega}\Delta_\perp\psi, \tag{17}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \beta\frac{\partial}{\partial\tau}\left(|\psi|^2\right) + \frac{a}{2}\Delta_\perp\int\limits_{-\infty}^{\tau} u\, d\tau', \tag{18}$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi\omega\gamma}{cn_m}, \quad \beta = \frac{\gamma}{2\rho_m a^3}.$$

3. ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЙ СОЛИТОН

В одномерном случае уравнения (17), (18) являются интегрируемой системой Ядзимы – Оикавы [14], которая имеет односолитонное решение вида

$$\begin{gathered}\psi = \psi_m \exp\left(-i(\Omega t - qz)\right)\operatorname{sech}\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right),\\ u = u_m \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right).\end{gathered} \tag{19}$$

Здесь

$$\psi_m = \frac{|k_2|}{\tau_p}\sqrt{\frac{\Omega}{\alpha\beta}}, \quad u_m = \frac{k_2}{\alpha\tau_p^2},$$

$$q = \frac{\Omega}{a} + \frac{k_2}{2}\left(\frac{1}{\tau_p^2} - \Omega^2\right),$$

а скорость распространения v определяется соотношением

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{a} - k_2\Omega. \tag{20}$$

Как следует из выражения для u_m, при $\gamma < 0$ акустическая компонента солитона является деформацией сжатия, в противном случае — деформацией растяжения.

Решение (19) является двухпараметрическим, т. е. зависит от двух свободных параметров. В качестве таковых удобно рассматривать длительность τ_p и амплитуду ψ_m оптической составляющей солитона. Что касается параметра Ω, то он имеет смысл нелинейного сдвига несущей частоты оптической компоненты солитона в результате ВРМБ вперед. Из выражений для α, β и ψ_m следует, что $\Omega \ge 0$. Отсюда, а также на основании выражений (19) и

(13) приходим к выводу о сдвиге частоты оптической составляющей в красную область спектра:

$$\omega \to \omega - \Omega.$$

Это соответствует потере энергии каждого фотона при ВРМБ и возбуждению фононных мод. Как было выяснено в начале предыдущего раздела, при $v_g = a$ и $\theta = 0$ значение Ω не может быть определено из законов сохранения энергии и импульса в элементарных актах фотон-фононного рассеяния.

Величина Ω зависит от входных параметров оптического импульса и может быть определена из соответствующей обратной спектральной задачи [14]. Другой способ определения частотного сдвига состоит в непосредственном численном интегрировании системы (17), (18) при различных входных параметрах световых импульсов. Здесь же можно заметить, что, как видно из выражения для ψ_m, асимптотическое значение красного частотного сдвига увеличивается пропорционально интенсивности $I_{opt} \sim \psi_m^2$ входного оптического импульса или плотности образующих данный импульс фотонов, характеризуясь, таким образом, коллективными, а не элементарными процессами. Вследствие данного сдвига оптический импульс выходит из резонанса с примесными атомами, что сопровождается, согласно (20), увеличением скорости его распространения. Это вполне естественно, так как наиболее сильное замедление света в режиме ЭИП наблюдается в центре окна прозрачности, соответствующем точному резонансу с квантовыми переходами примесей [8].

При $v_g = a$ и рассеянии вперед, как следует из приведенного выше анализа, на величину Ω нет формальных ограничений. Заметим, однако, что значение Ω ограничено сверху в силу физических причин. Во-первых, огибающая ψ является медленно меняющейся, поэтому $\Omega \ll \omega$ (см. выражения (13) и (19)); во-вторых, величина Ω должна быть существенно меньше ширины окна электромагнитно-индуцированной прозрачности, определяемой частотой Раби Ω_p оптической накачки: $\Omega \ll \Omega_p$. При этом весь спектр оптической компоненты должен лежать в окне прозрачности, что можно записать в виде условия

$$\tau_p \gg \frac{1}{\Omega_p}\,.$$

Проведенный анализ солитонного решения (19) позволяет говорить о том, что в режиме прямого ВРМБ при замедлении света до скорости звука может быть реализован аналог ВКС — вынужденное саморассеяние Мандельштама–Бриллюэна. Действительно, как было замечено выше, в рассмотренном солитонном режиме параметр Ω, имея смысл сдвига несущей частоты входного оптического импульса в красную область, при установленных ограничениях сверху может принимать непрерывный ряд значений, возрастая с увеличением входной интенсивности оптического импульса. Отметим, что снизу ограничений на параметр Ω нет. Поэтому, как видно из выражения для ψ_m, формирование солитона в режиме ВСМБ имеет беспороговый характер. Таким же свойством, как известно [3, 4], обладает эффект ВКС.

Как следует из уравнений (15), (16) (или из (17), (18)), входной оптический импульс способен порождать в среде упругую волну без несущей частоты (упругий видеоимпульс); световая же волна не может генерироваться упругим импульсом, если ее нет на входе.

Солитонный режим ВСМБ можно трактовать как непрерывную перекачку энергии из оптического импульса в упругую волну, при которой по мере распространения каждый фотон отдает часть своей энергии фононам, испытывая при этом «покраснение». В конце концов данный процесс стабилизируется и формируется солитон вида (19) с постоянным сдвигом частоты Ω. Можно сказать, что в процессе формирования оптико-акустического солитона наступает насыщение сдвига частоты в стоксову область. С физической точки зрения данное насыщение объясняется тем, что при частотном сдвиге спектр импульса смещается от центра окна ЭИП. Из-за появляющейся при этом отстройки групповой скорости света от скорости звука нарушается эффективность опто-акустического взаимодействия, приводящего к возможности прямого ВРМБ.

Сделаем соответствующие численные оценки параметров оптико-акустического солитона (19). Замедление света в твердых телах может быть эффективным при допировании их ионами редкоземельных элементов [6]. В последней работе эксперименты по замедлению света проводились при температуре 5 K в диэлектрике Y_2SiO_5, содержащем в качестве примесей в пересчете на количество атомов 0.05 % ионов Pr. Данные ионы выбраны из тех соображений, что их квантовые переходы в указанной матрице характеризуются очень малым неоднородным уширением, а потому замедление света может быть наиболее эффективным. При интенсивности накачки $I_p \approx 470$ Вт/см^2 свет в данном веществе был замедлен до $v_g \approx 4.5 \cdot 10^3$ см/с. Величина же скорости звука примерно на два порядка больше. Учитывая, что групповая скорость сильно замедленной световой компоненты в режиме ЭИП пропорциональна квадрату частоты Раби поля накачки и, следовательно, — интенсивности I_p [5], приходим к выводу о необходимости увеличения значения I_p для выполнения условия $v_g \approx a$ до величины, приблизительно равной 50 кВт/см^2. Тогда для частоты Раби накачки имеем

$$\Omega_p \approx \frac{d}{\hbar}\sqrt{\frac{4\pi n_m I_p}{c}}\,,$$

где d — дипольный момент резонансных примесных переходов. Полагая $d \approx 5\cdot 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $n_m \approx 2$, найдем $\Omega_p \sim 10^{11}$ с$^{-1}$. Руководствуясь выше оговоренными условиями, положим для солитона (19) $\Omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$, $\tau_p \sim 1$ нс. Так как $a \ll c$, имеем

$$\frac{1}{v_g} = \frac{1}{c}\left(n + \omega\frac{\partial n}{\partial\omega}\right) \approx \frac{\omega}{c}\frac{\partial n}{\partial\omega} \approx \frac{1}{a}\,.$$

В силу того что при точном резонансе сигнального оптического импульса с примесными квантовыми переходами $\partial^2 n/\partial\omega^2 = 0$, имеем

$$k_2 = \left[\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{1}{v_g}\right)\right] = \frac{2}{c}\left(\frac{\partial n}{\partial\omega}\right) \approx \frac{2}{\omega a}\,. \qquad (21)$$

Тогда интенсивность оптической составляющей солитона при $n_m \approx 2$, $\gamma \sim 1$ [9], $\rho_m \approx 2$ г/см^3, $a \approx 5\cdot 10^5$ см/с, $\omega \approx 3\cdot 10^{15}$ с$^{-1}$ равна

$$I_{opt} \approx \frac{c}{4\pi}\psi_m^2 \approx \frac{n_m a}{\pi^2}\,\frac{\Omega}{\omega}\,\frac{\rho c^2}{(\omega\tau_p\gamma)^2} \sim 10 \text{ Вт/см}^2.$$

Для величины относительной деформации u_m и соответствующей интенсивности I_s акустической составляющей при тех же параметрах найдем

$$u_m \approx \frac{c n_m}{\pi a\gamma(\omega\tau_p)^2} \sim 10^{-8},$$

$$I_s \approx \rho_m a^3 u_m^2/2 \sim 10^{-6} \text{ Вт/см}^2.$$

Итак, при длительности солитона в единицы наносекунд его интенсивность аномально мала и определяется в основном оптической составляющей.

Используя уравнения (14) и (15), для скорости солитона запишем

$$\frac{1}{v} \approx \frac{1}{a}\left(1 - 2\frac{\Omega}{\omega}\right).$$

Согласно приведенным выше оценкам, $2\Omega/\omega \sim 10^{-5}$. Таким образом, отклонение скорости распространения оптико-акустического солитона (19) от линейной скорости звука составляет порядка 10^{-3} %, т. е. пренебрежимо мало.

Заметим, что при $\Omega = 0$ оптическая компонента солитона обращается в нуль. Данное обстоятельство соответствует тому, что вся энергия входного светового импульса преобразуется в солитон деформации. Для выяснения условий, при которых может произойти такое явление, необходимо решить граничную задачу для системы (17), (18), что представляет собой самостоятельное исследование.

4. ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

С точки зрения возможных экспериментов важен вопрос устойчивости солитона (19) по отношению к поперечным возмущениям. Учтем последние с помощью метода «усредненного лагранжиана» типа Уизема [17]

Системе (17), (18) соответствует плотность лагранжиана

$$\begin{aligned} L = \frac{i}{2}\left(\psi\frac{\partial\psi^*}{\partial z} - \psi^*\frac{\partial\psi}{\partial z}\right) + \\ + \frac{k_2}{2}\left|\frac{\partial\psi}{\partial\tau}\right|^2 + \alpha|\psi|^2\frac{\partial U}{\partial\tau} - \frac{c}{2n_m\omega}\left|\nabla_\perp\psi\right|^2 + \\ + \frac{\alpha}{2\beta}\left[\frac{\partial U}{\partial z}\,\frac{\partial U}{\partial\tau} - \frac{a}{2}(\nabla_\perp U)^2\right], \end{aligned} \qquad (22)$$

где переменная U связана с относительной деформацией соотношением

$$u = \frac{\partial U}{\partial\tau}\,.$$

Отталкиваясь от одномерных солитонов (19) и замечания, сделанного в конце второго раздела, о квазиодномерном характере оптико-акустического импульса, в качестве пробных решений, в которых учитываются поперечные возмущения, выберем выражения

$$\begin{aligned} \psi = |k_2|\sqrt{\frac{\Omega}{\alpha\beta}}\,\rho\exp\left[-i\Omega\left(t - \frac{z}{a}\right) - \frac{n_m\omega}{c}\Phi\right] \times \\ \times \operatorname{sech}\left[\rho\left(t - \frac{z}{v}\right)\right], \\ U = \frac{k_2}{\alpha}\rho\,\operatorname{th}\left[\rho\left(t - \frac{z}{v}\right)\right]. \end{aligned} \qquad (23)$$

Здесь новые динамические параметры ρ и Φ, имеющие соответственно смысл обратной длительности солитона и эйконала его оптической компоненты, являются подлежащими определению функциями координат, а параметр Ω по-прежнему предполагается постоянным в уже сформировавшемся солитоне.

Подставляя (23) в (22) и интегрируя по «быстрой» переменной τ, подобно тому, как это проделано в работе [18] для других нелинейных уравнений, получим «усредненный лагранжиан» вида

$$\Lambda \equiv \frac{c\alpha\beta}{2n_m\omega\Omega k_2^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} L\,d\tau = -\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{1}{2}\rho(\nabla_\perp\Phi)^2 + \\ + \frac{ck_2}{2n_m\omega}\left(\Omega^2\rho - \rho^3/3\right) - b\frac{(\nabla_\perp\rho)^2}{4\rho}, \quad (24)$$

где

$$b = \frac{c}{3n_m\omega}\left[\left(\frac{\pi^2}{6}+2\right)\frac{c}{n_m\omega} + \frac{a}{2\Omega}\right].$$

Записывая с использованием (24) уравнения Эйлера–Лагранжа для ρ и Φ, придем к системе «гидродинамического» типа:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\rho}{\partial z} + \nabla_\perp(\rho\nabla_\perp\Phi) = 0, \\ &\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{(\nabla_\perp\Phi)^2}{2} + \frac{ck_2}{2n_m\omega}(\rho^2-\Omega^2) = b\frac{\Delta_\perp\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}. \end{aligned} \quad (25)$$

В одномерном случае система (25) имеет решения

$$\rho = \frac{1}{\tau_p} = \text{const},$$

$$\Phi = \Phi_0(z) = \frac{ck_2}{2n_m\omega}\left(\Omega^2 - \frac{1}{\tau_p^2}\right)z,$$

в точности соответствующие солитонам (19). Это является существенным аргументом в пользу метода «усредненного лагранжиана».

Поперечные возмущения учтены в левой и правой частях второго уравнения (25). Из определения коэффициента b видно, что он стремится к нулю при $\omega \sim 1/\lambda \to \infty$, где λ — длина волны оптической компоненты солитона. Устремление к нулю длины волны соответствует эйкональному приближению (приближению геометрической оптоакустики). Следовательно, слагаемое $b\Delta_\perp\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho}$ в правой части второго уравнения (25) описывает волновые свойства в поперечной динамике солитона (эффекты дифракции), а слагаемое $(\nabla_\perp\Phi)^2/2$ в левой части — поперечную динамику в эйкональном приближении [18, 19], т. е. нелинейную рефракцию.

В общем случае анализ системы (25) достаточно сложен из-за ее нелинейности. Вначале ограничимся учетом малых поперечных возмущений, соответствующих слабым «шевелениям» солитонов (19). В соответствии с этим запишем

$$\rho = \frac{1}{\tau_p} + \rho_1, \quad \Phi = \Phi_0 + \Phi_1,$$

где

$$\rho_1 \ll \frac{1}{\tau_p}, \quad \Phi_1 \ll \Phi_0.$$

Линеаризуя затем (25) относительно ρ_1, Φ_1 и полагая

$$\rho_1, \Phi_1 \approx \exp\left[i(q_\parallel z + \mathbf{q}_\perp\cdot\mathbf{r}_\perp)\right],$$

получим «дисперсионное» уравнение

$$q_\parallel^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{ck_2}{n_m\omega\tau_p^2} + bq_\perp^2\right)q_\perp^2. \quad (26)$$

Как было сказано выше, $k_2, \Omega > 0$. Следовательно, значения $q_\parallel$ сугубо вещественны, а потому оптико-акустический солитон (19) устойчив по отношению к малым поперечным возмущениям.

Прежде чем проводить количественный учет нелинейных поперечных возмущений, заметим, что при нулевой правой части во втором уравнении (25), т. е. в отсутствие эффектов дифракции, система (25) совпадает с уравнениями движения идеальной жидкости (уравнением непрерывности и интегралом Коши [20]). При этом ρ и Φ имеют смысл плотности жидкости и потенциала поля скоростей соответственно, а роль времени играет координата z. Сравнивая второе уравнение (25) с интегралом Коши [20]

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{(\nabla_\perp\Phi)^2}{2} + \int\frac{dP}{\rho} = \text{const},$$

где P — внутреннее давление жидкости, приходим к следующему уравнению «адиабаты»

$$\frac{dP}{d\rho} = \frac{ck_2}{n_m\omega}\rho^2.$$

Критерием устойчивости солитона по отношению к самофокусировке является условие устойчивого течения «идеальной жидкости» типа (25) без правой части во втором уравнении:

$$\frac{dP}{d\rho} > 0$$

(см. [21, 22]). Так как в нашем случае $k_2 > 0$, приходим к выводу о дефокусирующем характере нелинейности на эйкональной стадии. Это вполне естественно, так как при дефокусирующем характере нелинейности солитоны могут формироваться только в спектральной области нормальной групповой дисперсии и наоборот [1, 10].

Переходя к общему анализу влияния поперечных возмущений (включая эффекты самодифракции) и не предполагая малости данных возмущений, заметим, что система (25) эквивалентна уравнению Шредингера с нелинейностью пятого порядка:

$$i\frac{\partial Q}{\partial z} = -g\Delta_\perp Q + \frac{\eta}{g}|Q|^4 Q, \tag{27}$$

где

$$g = \pm\sqrt{\frac{b}{2}}\,, \quad \eta = \frac{ck_2}{4n_m\omega}\,,$$

а комплекснозначная функция Q связана с ρ и Φ соотношением

$$Q = \sqrt{\rho}\,\exp\left[\frac{i}{2g}\left(\frac{ck_2 Q^2}{n_m\omega}\,z + \Phi\right)\right]. \tag{28}$$

В результате вопрос устойчивости солитонов (19) сводится к анализу устойчивости некоего нелинейного пространственного пучка, описываемого уравнением (27). Следуя работе [23], используем ниже интегральный метод моментов.

Уравнению (27) соответствует «гамильтониан»

$$\tilde{H} = \int\left(g^2|\nabla_\perp Q|^2 + \frac{\eta}{3}|Q|^6\right) dS. \tag{29}$$

Кроме того, из (27) следует закон сохранения величины

$$N = \int |Q|^2 dS.$$

Интегрирование здесь ведется по всей поперечной плоскости xy. Определим квадрат поперечного радиуса солитона как момент второго порядка [23]:

$$R^2 = \frac{1}{N}\int r^2|Q|^2 dS, \tag{30}$$

где r — радиальная компонента цилиндрической системы координат. Следуя работе [23], найдем отсюда и из уравнения (27)

$$\frac{dR^2}{dz} = \frac{2}{N}\int \mathbf{j}\cdot\mathbf{r}\,dS, \tag{31}$$

где

$$\mathbf{j} = ig\left[Q(\nabla_\perp Q^*) - Q^*(\nabla_\perp Q)\right] = \rho\nabla_\perp\varphi.$$

Дифференцируя выражение (31) еще раз, получим

$$\frac{d^2R^2}{dz^2} = \frac{16}{N}\,\tilde{H} = \text{const}. \tag{32}$$

В нашем случае, как отмечалось выше, $k_2 > 0$. Следовательно, параметр η, а с ним и «гамильтониан» $\tilde{H}$ также положительны. Тогда из (32) следует, что

$$\frac{d^2R^2}{dz^2} > 0,$$

и, таким образом, в процессе распространения оптико-акустический солитон вида (19) должен испытывать дефокусировку.

Будем считать, что при $z = 0$ волновые фронты оптической компоненты плоские, т. е.

$$\nabla_\perp\varphi_{z=0} = 0.$$

Отсюда, из соотношения (31) и выражения для $\mathbf{j}$ найдем

$$\left(\frac{dR^2}{dz}\right)_{z=0} = 0.$$

Тогда после интегрирования выражения (32) получим

$$R = R_0\sqrt{1 + (z/l)^2}\,, \tag{33}$$

где R_0 — начальный радиус солитона, l — характерная длина дефокусировки солитона, определяемая соотношением

$$l = R_0\sqrt{N/8\tilde{H}}\,.$$

Первые и вторые слагаемые в правых частях выражений (27) и (29) определяют относительные вклады в поперечную динамику дифракции, с одной стороны, а дисперсии и нелинейности — с другой. Доминирование вторых слагаемых соответствует эйкональному приближению, в то время как при $g \to \infty$ преобладают эффекты дифракции. В результате отношение эйкональных эффектов к дифракционным можно оценить с помощью безразмерного параметра

$$\delta \sim \left(R/\sqrt{ac}\,\tau_p\right)^2.$$

Взяв $\tau_p \sim 1$ нс (см. выше), $R \sim 30$ мкм, будем иметь $\delta \sim 10^{-3}$. Заметим при этом, что $l_\parallel \sim a\tau_p \sim 10$ мкм и неравенство $(l_\parallel/\sqrt{R})^2 \ll 1$ все еще выполняется. В данных условиях дифракционные эффекты значительно преобладают над нелинейной рефракцией. Соответственно первые слагаемые в правых частях выражений (27) и (29) значительно превосходят вторые. Так как $|Q|^2 = \rho$, имеем

$$|\nabla_\perp Q|^2 \sim \frac{\rho}{2R_0^2}\,.$$

Тогда

$$l = l_d = \frac{R_0^2}{\sqrt{2b}}\,,$$

где величина l_d имеет смысл длины дифракционного расплывания. В этом пределе (27) сводится к линейному уравнению. Пусть сформировавшийся (условно при $z = 0$) солитон имеет осесимметричную гауссову поперечную структуру с характерным радиусом R_0:

$$Q(r, z = 0) = \sqrt{\rho(r, z = 0)} = \sqrt{\rho_0}\, \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2}\right),$$

где ρ_0 — начальная обратная длительность солитона на центральной оси его поперечного сечения, r — радиальная компонента цилиндрической системы координат. Тогда решение уравнения (27) в пренебрежении последним слагаемым в правой части имеет вид

$$Q(r, z) = \frac{\sqrt{\rho_0}}{1 + iz/l_d}\, \exp\left[-\frac{r^2}{2R_0^2(1 + iz/l_d)}\right]. \qquad (34)$$

Сравнивая выражения (34) и (28) и пренебрегая в силу неравенства $\delta \ll 1$ первым слагаемым под знаком мнимой экспоненты, найдем выражения для ρ и Φ в пробных решениях (23):

$$\rho(r, z) = \rho_0 \frac{R_0^2}{R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right), \qquad (35)$$

$$\Phi = -\sqrt{2b}\, \operatorname{arctg}\left(\frac{z}{l_d}\right) + \frac{zr^2}{2(l_d^2 + z^2)}, \qquad (36)$$

а выражение для R имеет вид (33) с учетом замены $l \to l_d$.

Анализ выражений (23) и (36) показывает, что в процессе распространения приосевые части волновых фронтов оптической компоненты, как и должно быть при дефокусировке, опережают периферийные участки.

Согласно соотношению (33), оптико-акустический солитон в режиме ВСМБ испытывает непрерывную дифракционную расходимость, подобно тому как это имеет место для квазимонохроматического пучка, распространяющегося в вакууме. Заметим в этой связи, что выражения (33)–(36) для солитонной дифракционной расходимости практически в точности совпадают с соответствующими выражениями для квазимонохроматического пучка [24]. При прохождении импульсом расстояния, равного l_d, его поперечный размер увеличивается в $\sqrt{2}$ раз. В соответствии с выражениями (35) и (23) его длительность удваивается, амплитуда оптической компоненты уменьшается в два, а акустической составляющей — в четыре раза. При приведенных выше параметрах импульса и среды имеем оценку

$$l_d \sim \omega R_0^2/c \sim 1 \text{ см}.$$

При апертуре солитона $2R_0 \sim 0.1$ см доминирующими являются эффекты нелинейной рефракции. Сохраняя в подынтегральном выражении (29) только второе слагаемое, найдем в данном пределе $l = l_{def}$, где l_{def} — характерная длина дефокусировки в режиме нелинейной рефракции, определяемая выражением

$$l_{def} = R_0 \omega \tau_p \sqrt{n_m a/c}\,.$$

При принятых выше параметрах находим $l_{def} \sim 10^3$ см, что соответствует весьма медленной дефокусировке и является поэтому вполне приемлемым с точки зрения экспериментальных наблюдений солитонного режима ВСМБ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, прямое мандельштам-бриллюэновское рассеяние при замедлении распространения световой энергии до скорости звука в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности приводит к возможности наблюдения нового физического эффекта — солитонного режима вынужденного саморассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Данный эффект характеризуется тем, что частотный сдвиг оптического импульса в стоксову область не фиксирован отношением скоростей звука и света, а также исходной несущей частотой, как это имеет место при обычном ВРМБ, а может принимать непрерывный ряд значений в зависимости от условий на входе в среду. Чем выше интенсивность оптического импульса, тем существеннее данный сдвиг. Ограничение сверху на величину сдвига связано с условием, при котором спектр оптического импульса должен оставаться в пределах окна ЭИП.

В настоящей работе представлена простейшая теоретическая модель ВСМБ. Здесь, как и в случае ВКС [1, 4], предполагается постоянство параметра дисперсии групповой скорости в пределах изменения несущей частоты оптического импульса. Данное предположение является в значительной степени оправданным, так как центр окна ЭИП является точкой перегиба в зависимости показателя преломления среды из резонансных примесей от частоты. Следовательно, его производная по частоте, определяющая групповую скорость света, в пределах окна прозрачности меняется очень слабо. В общем же случае необходимо прибегнуть к численному анализу системы (11), (12), где $\chi(\tau)$ и $g(\tau)$ есть фурье-образы частотных зависимостей восприимчивости $\chi(\omega)$ и коэффициента электрострикции $\gamma_2(\omega)$ соответственно в пределах окна ЭИП.

Так же, как и ВКС, явление ВСМБ должно иметь беспороговый характер. Важно еще то, что ВСМБ может проявляться при аномально низких входных интенсивностях оптического импульса, характеризуемых значениями порядка 10 Вт/см^2. Столь малые интенсивности являются типичными для проявления нелинейных эффектов в режиме ЭИП [7, 15, 16]. Одно из коренных различий между ВКС и ВСМБ состоит в том, что последнее способно проявиться только в солитонном режиме, когда принципиальна роль дисперсии. В противном случае невозможно прямое ВРМБ, а его наличие является важнейшим условием для ВСМБ.

«Покраснение» оптического импульса при ВСМБ сопровождается синхронной генерацией видеоимпульса упругой деформации. В результате может сформироваться оптико-акустический солитон, что представляет интерес как с сугубо научной, так и с прикладной точек зрения. В этом смысле солитонный режим ВСМБ следует рассматривать как один из возможных оптических механизмов генерации акустических импульсов. Другие механизмы подобной генерации были рассмотрены в работе [25] при коллинеарном (в режиме ЭИП), а в работе [26] при неколлинеарном со светом распространении.

При ВСМБ можно говорить о формировании оптических солитонов с перестраиваемой несущей частотой путем изменения входной интенсивности, как это имеет место при ВКС. Относительный красный сдвиг при ВСМБ по сравнению со случаем ВКС невелик и может составлять порядка 10^{-3} % от входной несущей частоты. С другой стороны, несравненно меньшие интенсивности солитонов ВСМБ и попутное формирование при этом акустических солитонов без несущей частоты, отсутствующих в случае ВКС, представляют собой самостоятельные отличительные особенности предсказанного в настоящей работе явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16422а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, Москва (1996).
2. Р. Пантелл, Г. Путхофф, *Основы квантовой электроники*, Мир, Москва (1972).
3. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, П. В. Мамышев, А. М. Прохоров, В. Н. Серкин, М. Ф. Стельмах, А. А. Фомичев, Письма в ЖЭТФ **41**, 242 (1985).
4. В. Н. Серкин, Т. Л. Беляева, Г. Х. Корро, М. Агуеро Гранадос, КЭ **33**, 325 (2003).
5. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
6. A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, and P. R. Hemmer, Phys. Rev. Lett. **88**, 023602-1 (2002).
7. A. B. Matsko, Yu. V. Rostovtsev, M. Fleishhauer, and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **86**, 2006 (2001).
8. S. E. Harris, Phys. Today № 6, 36 (1997).
9. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Мир, Москва (1980).
10. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, Москва (1988).
11. S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi, Phys. Rev. A **46**, R29 (1992).
12. В. Е. Захаров, ЖЭТФ **62**, 1745 (1972).
13. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва (1988).
14. N. Yadjima and M. Oikawa, Progr. Theor. Phys. **56**, 1719 (1976).
15. H. Schmidt and A. Imamoglu, Opt. Lett. **21**, 1936 (1996).
16. M. Lukin and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **84**, 1419 (2000).
17. С. К. Жданов, Б. А. Трубников, ЖЭТФ **92**, 1612 (1987).
18. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **125**, 1409 (2004).
19. Н. В. Карлов, Н. А. Кириченко, *Колебания, волны, структуры*, Физматлит, Москва (2001).
20. И. И. Ольховский, *Курс теоретической механики для физиков*, Изд-во МГУ, Москва (1978).
21. С. В. Сазонов, ЖЭТФ **119**, 419 (2001).
22. С. В. Сазонов, УФН **171**, 663 (2001).
23. С. Н. Власов, В. И. Таланов, В. А. Петрищев, Изв. ВУЗов. Радиофизика **14**, 1353 (1971).
24. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Наука и Изд-во МГУ, Москва (2004).
25. А. В. Гулаков, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **79**, 746 (2004).
26. А. А. Заболотский, ЖЭТФ **126**, 155 (2004).