

- [4] Зельдович Б.Я., Шкунов В.В., Яковлева Т.В. // УФН. 1986. Т. 149. № 3. С. 511-549.
- [5] Лашков Г.И., Суханов В.И. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. № 5. С. 1008-1015.
- [6] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одурлов С.Г., Соскин М.С. // УФН. 1979. № 1. С. 113-137.

Поступило в Редакцию
15 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16 26 августа 1990 г.
01; 07; 08

© 1990

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ СВЯЗАННОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

О.И. Белокурова, А.С. Шербаков

При сонаправленном коллинеарном рассеянии света на упругих волнах в двулучепреломляющей среде возможно формирование оптических солитонов, параметрически связанных с фоновым ансамблем [1]. Полученное в указанной работе (методом обратной задачи рассеяния [2]) точное стационарное решение описывает распространение провала в пространственном распределении интенсивности оптической накачки и связанных уединенных *sech*-образных ультразвукового и оптического, с ортогональной накачке поляризацией, импульсов. Скорость распространения акустически связанных оптических солитонов не превышает скорости упругих волн в среде и может быть еще уменьшена наряду с сокращением области локализации уединенных волн при увеличении интенсивности непрерывной оптической накачки. Однако для возможных технических приложений этого явления [3], во-первых, необходимо учесть влияние затухания упругих волн в реальной среде распространения, что не позволяет сделать точное стационарное солитонное решение [1], и, во-вторых, можно ограничиться случаем слабого уровня оптической накачки, когда практически отсутствует влияние световых волн на процесс распространения ультразвукового импульса и задачу трехволнового акустооптического взаимодействия можно решить в приближении заданного акустического поля. В данной статье на основе приближенного решения рассматривается динамика формирования медленного оптического импульса в связанном акустооптическом состоянии и учитывается влияние затухания упругих волн.

Если форма акустического импульса в связанном акустооптическом состоянии стационарна, то система (1) работы [1] переходит в следующую систему укороченных уравнений:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_1}{\partial t} = \alpha_2 U E_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_2}{\partial t} = -\alpha_1 U E_1,$$

где $\alpha_1 = \frac{1}{4} n_1^2 n_2^2 \rho k_1 k_2$, $\alpha_2 = \frac{1}{4} n_1^2 n_2^2 \rho k_2 k_1$. E_1 и E_2 - амплитуды волны накачки и рассеянной оптической волны; n_1 , k_1 и n_2 , k_2 - показатели преломления и волновые векторы для оптических волн ортогональных поляризаций; ρ - фотоупругая постоянная; c - скорость света; K и U - волновой вектор и амплитуда затухающей ультразвуковой волны. В сопровождающей системе координат ($x = z$, $\tau = t - \frac{z}{c}$) система (1) имеет точное решение:

$$E_1 = E \cos \varphi, \quad E_2 = E \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \sin \varphi, \quad (2)$$

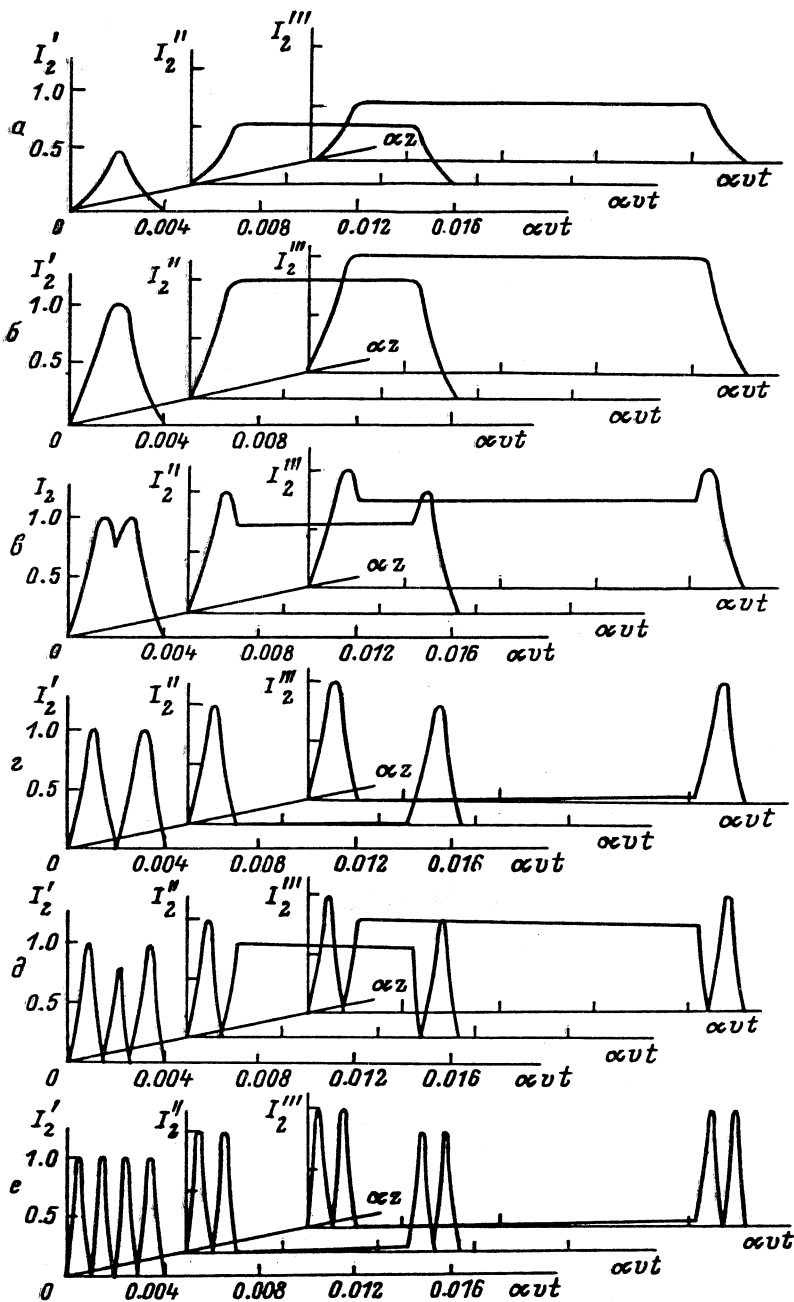
где фаза $\varphi = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \int_0^x dx U(x, \tau)$ и $E = E_1(x=0)$. Для определения характера распространения связанного акустооптического состояния, без потери общности, будем рассматривать прямоугольный затухающий акустический импульс

$$U(x, \tau) = \begin{cases} U_0 \exp(-\alpha x) & \text{при } 0 < \tau - x \frac{c-v}{c} < a \\ 0 & \text{при } \tau - x \frac{c-v}{c} < 0, \tau - x \frac{c-v}{c} > a, \end{cases}$$

где v - скорость упругой волны. Тогда

$$\varphi(x, \tau) = \begin{cases} B \left[1 - \exp\left(-\alpha \tau \frac{c-v}{c-v}\right) \right] & \text{при } 0 < \tau < a \\ B \exp\left(-\alpha \tau \frac{c-v}{c-v}\right) \left[\exp\left(\alpha a \frac{c-v}{c-v}\right) - 1 \right] & \text{при } a < \tau < x \frac{c-v}{c-v} \\ B \left[\exp\left(\alpha \frac{c-v}{c-v} (a - \tau)\right) - \exp(-\alpha x) \right] & \text{при } x \frac{c-v}{c-v} < \tau < a + x \frac{c-v}{c-v} \\ 0 & \text{при } \tau < 0, \tau > a + x \frac{c-v}{c-v}, \end{cases}$$

Рис. 1. Нормированная интенсивность I_2 оптического излучения, рассеянного на прямоугольном ультразвуковом импульсе длительностью $a = 0.002 (\alpha v)^{-1}$ в случае слабого акустического затухания, $\frac{v}{c} = 2 \cdot 10^{-5}$. $I_2' = I_2 (\alpha z = 0.002)$, $I_2'' = I_2 (\alpha z = 0.010)$, $I_2''' = I_2 (\alpha z = 0.020)$. а - $B \ll B_{opt}$, б - $B = 0.5 B_{opt}$, в - $0.5 B_{opt} < B < B_{opt}$, г - $B = B_{opt}$, д - $B_{opt} < B < 2 B_{opt}$, е - $B = B_{opt}$.



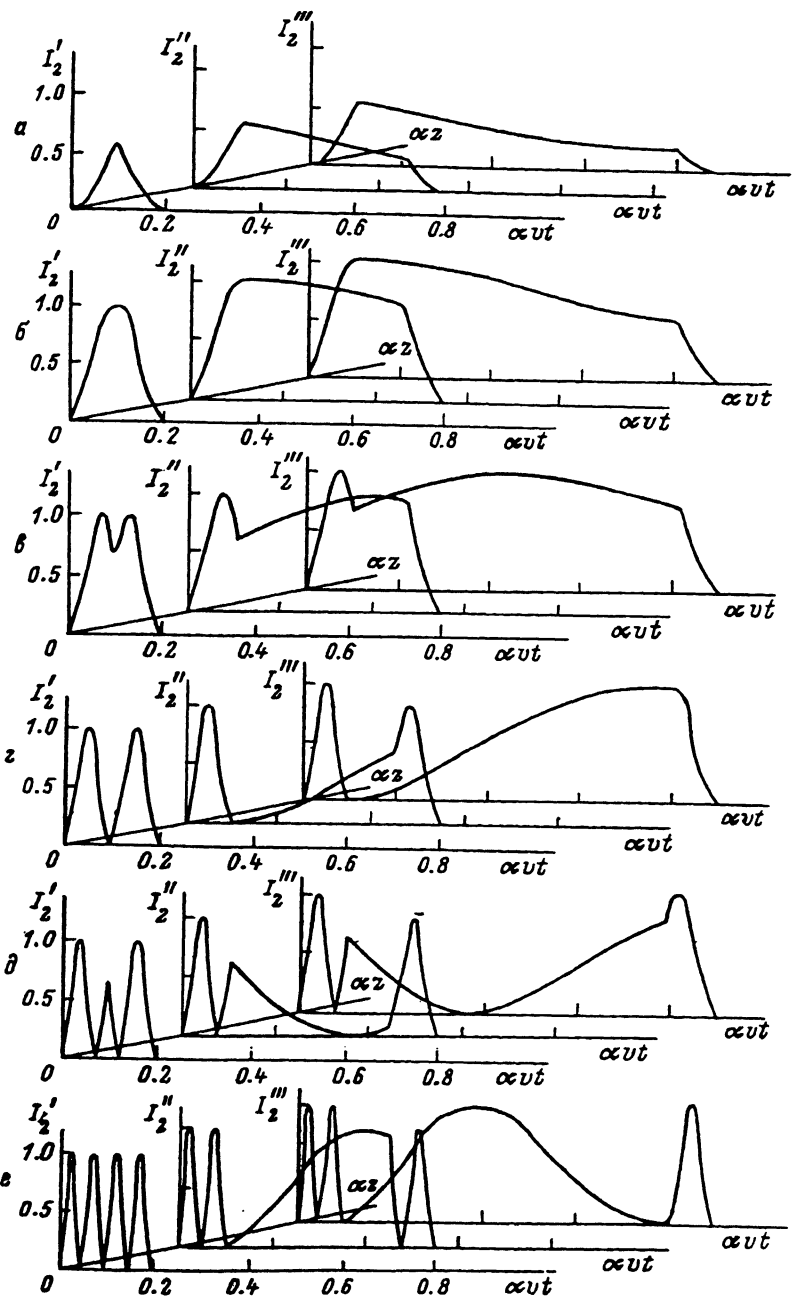
где введен параметр $B = \alpha_0 \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} / \alpha$. Динамика формирования оптической компоненты связанного состояния существенно зависит от уровня акустических потерь в среде распространения.

Первый случай: затухание незначительно на длине распространения, ограниченной размером кристалла. Как следует из (3), график зависимости фазы φ от времени имеет форму равнобедренной трапеции и с ростом координаты z происходит увеличение размера участка с почти постоянной фазой. На рис. 1 пред-

ставлена динамика изменения интенсивности $I_2 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left| \frac{E_2}{E} \right|^2$ оптической волны с ортогональной накачке поляризацией при различных значениях параметра B , что эквивалентно также различным значениям мощности акустического импульса. Видно, что существует оптимальная величина B_{opt} , когда рассеянное в первый порядок дифракции излучение полностью запирается внутри акустического импульса, и это связанное состояние распространяется практически без изменений (рис. 1, г). Из-за наличия слабого акустического затухания мощность ультразвукового импульса несколько уменьшается с расстоянием, в результате чего часть света выходит из области локализации связанного состояния, однако в рассматриваемом случае изменения формы оптической огибающей не происходит. Если уменьшить мощность акустического импульса на границе среды, происходит формирование частично связанного состояния. Когда параметр B настолько мал, что полное рассеяние света на длине ультразвукового импульса невозможно, связанное акустооптическое состояние не формируется (рис. 1, а). При значении $B = 2B_{opt}$ в пределах акустического импульса формируются два импульса огибающей рассеянного оптического излучения (рис. 1, е), распространяющиеся без изменения (двухсолитонное состояние). Характерной чертой графиков на рис. 1 является наличие „предвестников“ в области $0 < z < \alpha$, повторяющих форму запертого в пределах акустического импульса излучения, которые образуются при частичном вхождении ультразвукового импульса в кристалл.

Второй случай: затухание акустических волн велико на длине распространения. Форма зависимости фазы φ от времени искажается с ростом координаты z и не является уже трапециевидной. Соответственно форму компонент в связанном состоянии нельзя считать стационарной (рис. 2). „Предвестник“ совпадает с формой запертого излучения лишь на начальном участке распространения, где затухание ультразвука еще невелико. Однако с увеличением расстояния мощность акустического импульса су-

Рис. 2. Нормированная интенсивность I_2 оптического излучения, рассеянного на прямоугольном ультразвуковом импульсе длительностью $\alpha = 0.1 (\alpha v)^{-1}$ в случае сильного акустического затухания, $\frac{v}{c} = 2 \cdot 10^{-5}$. $I_2' = I_2 (\alpha z = 0.10)$, $I_2'' = I_2 (\alpha z = 0.45)$, $I_2''' = I_2 (\alpha z = 0.80)$. а - $B \ll \tilde{B}$, б - $B = 0.5 \tilde{B}$, в - $0.5 \tilde{B} < B < \tilde{B}$, г - $B = \tilde{B}$, д - $\tilde{B} < B < 2\tilde{B}$, е - $B = 2\tilde{B}$, $\tilde{B} = 0.02 B_{opt}$.



пественно уменьшается, и значительная часть рассеянного света выходит из области локализации связанного состояния. Так, двух-солитонное на начальном участке состояние превращается на некотором расстоянии в односолитонное, а исходное односолитонное состояние на таком же расстоянии распадается.

Анализ полученных соотношений в применении к традиционным материалам акустооптики показывает, что эффект связанного состояния можно наблюдать экспериментально в коллинеарной схеме. Например, в кристалле ниобата лития, обладающем достаточной эффективностью коллинеарного рассеяния света на продольных упругих волнах $M_2 = 2.48 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ в направлении $[100]$, при плотности акустической мощности $20 \text{ Вт}/\text{см}^2$ длительность импульса должна равняться 4 мкс, тогда область локализации связанного состояния составит 2.6 см. Представленные результаты позволяют перейти непосредственно к экспериментальному изучению акустооптических солитонов связанного состояния, необходимость которого обусловлена перспективой создания на основе этого явления различных устройств оптической обработки цифровой информации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белокурова О.И., Шербаков А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 1-5.
- [2] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
- [3] Белокурова О.И., Шербаков А.С. Пространственный модулятор света на связанных оптических состояниях / В сб.: Оптические и оптоэлектронные средства обработки информации. Л.: ЛИЯФ-ФТИ. С. 171-178.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
25 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16
06.1

26 августа 1990 г.

© 1990

ВТОРИЧНАЯ ИНЖЕКЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ДИОДАХ ШОТТКИ

Л.П. А м о с о в а, И.Я. М а р м у р,
Я.А. О к с м а н

Избыточная энергия носителей, требуемая для преодоления ими барьера Шоттки при фотоинжекции, поставляется квантами излучения [1]. Можно думать, что сходный вид инжекции возможен также