

01;07;08

©1994

ДИНАМИКА ЛОКАЛИЗАЦИИ СЛАБΟΣВЯЗАННОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

А.С.Щербаков, И.Б.Позднов

Рассеяние света на упругих волнах в твердом теле представляет собой трехволновой параметрический процесс, который описывается эволюционными уравнениями, содержащими квадратичную нелинейность [1,2]. Значительный интерес к изучению трехволновых нелинейных процессов связан с тем, что в ряде случаев анализ уравнений приводит к решению в виде связанных состояний, когда происходит захват и совместное распространение волн одной или даже различной природы [3]. При определенных условиях можно найти решение в виде связанного состояния и для акустооптического взаимодействия. Так, в [4-6] теоретически описаны акустооптические связанные состояния при точном выполнении условий фазового синхронизма при коллинеарном рассеянии света ультразвуковыми импульсами. В то же время экспериментальные исследования связанных акустооптических состояний не проводились. Целью работы является изучение коллинеарного акустооптического взаимодействия в случае слабой связи с расстройкой волновых векторов и экспериментальное наблюдение процесса локализации оптической компоненты связанного состояния в кристалле кварца.

Коллинеарное акустооптическое взаимодействие описывается в общем случае нелинейной системой трех дифференциальных уравнений в частных производных [2]. Однако в обычной экспериментальной ситуации удается достичь практически полного рассеяния света без заметного влияния процесса рассеяния на акустическую волну, поскольку при близких по порядку величины интенсивностях падающего света и ультразвука число взаимодействующих фотонов примерно в 10^5 раз меньше числа фононов, и акустооптическое взаимодействие описывается системой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_S}{\partial x} &= -\frac{1}{2} p n_i K k_S a_i U^* \left(t - \frac{x}{V} \right) \cdot \exp(i\Delta k x), \\ \frac{\partial a_i}{\partial x} &= \frac{1}{2} p n_S K k_i a_S U \left(t - \frac{x}{V} \right) \exp(-i\Delta k x), \end{aligned} \quad (1)$$

где x, t — лабораторная система координат: a_i, a_s, U и k_i, k_s . K — комплексные амплитуды и волновые числа падающей, рассеянной световой и акустической волн; n_i, n_s — показатели преломления ортогонально поляризованных световых волн, p — эффективная фотоупругая постоянная; $\Delta k = |k_i - k_s - K|$ — расстройка волновых векторов, V — скорость акустической волны. Систему (1) следует решать с граничными условиями:

$$a_s(x = 0, t) = 0; \quad a_i(x = 0, t) = A_0. \quad (2)$$

Ограничимся анализом системы (1) для огибающей акустического импульса наиболее часто реализуемой прямоугольной формы с амплитудой U_0 и длительностью τ_0 . Комплексная амплитуда рассеянной световой волны в области пространства, занимаемого акустическим импульсом, выражается соотношением:

$$a_s = \frac{-A_0 p n_i K k_s U_0}{\sqrt{(\Delta k)^2 + p^2 n_i n_s K k_i k_s |U_0|^2}} \left[\exp \left\{ \frac{i \Delta k}{2} (x - Vt) \right\} \right] \times \\ \times \sin \left[\frac{1}{2} (x - Vt) \left\{ (\Delta k)^2 + p^2 n_i n_s K k_i k_s |U_0|^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (3)$$

Введем величину τ , характеризующую полупериод осцилляции синусоидальной функции, содержащийся в (3):

$$\tau = \left[(\Delta f)^2 + \frac{2}{\lambda^2} M_2 V^2 P \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где $\Delta f = \frac{V \Delta k}{2\pi}$ — расстройка по частоте, $M_2 = \frac{n_i^3 n_s^3 p}{\rho V^3}$ — коэффициент качества, ρ — плотность среды, P — плотность мощности акустической волны, λ — длина волны света в вакууме. Из (3) и (4) следует, что если длительность прямоугольной огибающей акустического импульса τ_0 равна $N\tau$, где N — натуральное число, то амплитуда a_s будет отлична от нуля только в области пространства, занимаемого акустическим импульсом и, таким образом, происходит локализация огибающей рассеянной световой волны и ее совместное движение с акустическим импульсом. При этом распределение интенсивности рассеянного света на протяжении акустического импульса будет содержать N пиков парциальных импульсов огибающей, каждый из которых имеет длительность τ , а распределение интенсивности падающего света — соответственно N провалов. Таким образом, формируется локализованное N — импульсное акустооптическое слабосвязанное состояние.

Эффективность процесса локализации, которая характеризует значение интенсивности рассеянной волны в максимуме локализованного состояния, отнесенную к значению входной интенсивности падающего света, определяется из (3):

$$I = \left[1 + \frac{\lambda^2}{2M_2 V^2 P} (\Delta f)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Взаимосвязь четырех величин, полностью характеризующих эффект локализации огибающей рассеянной световой волны: τ — длительности парциального локализованного импульса, I — эффективности локализации, $(\Delta f)^2$ — квадрата расстройки частоты по отношению к значению точного синхронизма и P — плотности мощности акустического импульса, отображена на рис. 1, а. Семейство прямых, выходящих из начала координат, соответствует совокупности фиксированных значений эффективности локализации ($I_1 < I_2 < I_3$), которые могут принимать значения от $I(P=0) = 0$, до $I[(\Delta f)^2 = 0] = 1$. Семейство прямых, изображенных пунктиром, соответствует совокупности фиксированных значений длительности парциального локализованного импульса τ_i : $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$. Эти прямые отсекают на оси ординат значения τ_i^{-2} , соответствующие нулевой эффективности, а на оси абсцисс — значения $P_i = \lambda^2 (2M_2 V^2 \tau_i^2)^{-1}$, которые определяют плотность акустической мощности, необходимую для получения локализации с максимальной эффективностью $I = 1$. Каждая точка графика однозначно определена двумя из четырех параметров, характеризующих эффект локализации. Из рис. 1, а следует, что наличие расстройки позволяет получать локализованные состояния при значениях плотности акустической мощности существенно меньших, чем в режиме без расстройки. При этом эффективность локализации в соответствии с (5) будет меньше единицы.

Для проведения эксперимента была использована акустооптическая ячейка из кристаллического кварца. Волновые векторы световых и акустической волн были ориентированы под углом 26° к оси [010] в плоскости (100). Рассеяние света происходило на поперечной упругой волне с вектором поляризации параллельным оси [100]. При этом расчетные значения параметров эксперимента составили: $M_2 = 0.55 \cdot 10^{-16} \text{ с}^3/\text{кг}$; $p = 3.3 \cdot 10$; $V = 4.5 \cdot 10 \text{ м/с}$, значение частоты точного синхронизма — 54 МГц для $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$. Время задержки ячейки равно 20 мкс. На рис. 1, б представлены экспериментальные результаты, характеризующие параметры τ , I , P и Δf эффекта локализации. *Сплошные*

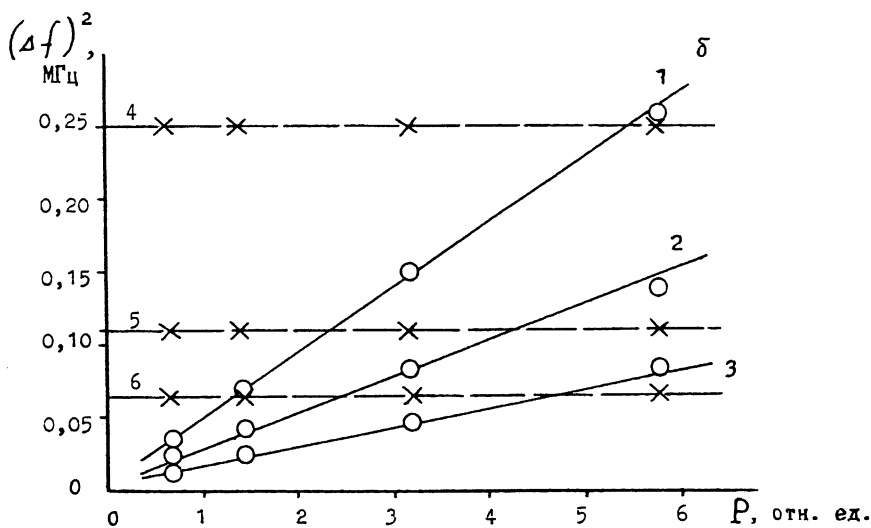
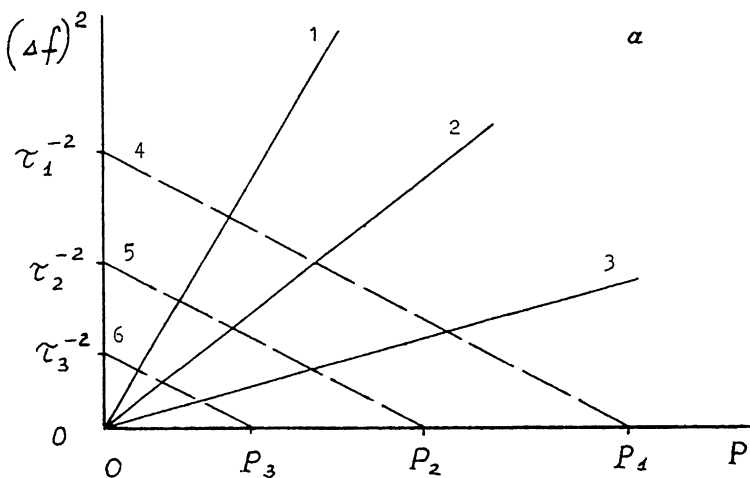


Рис. 1. Связь параметров локализованного состояния:

(а) расчет для фиксированных значений эффективности локализации: 1 — I_1 , 2 — I_2 , 3 — I_3 ; и длительности парциальных локализованных импульсов: 4 — τ_1 , 5 — τ_2 , 6 — τ_3 . (б) экспериментальные зависимости при: 1 — I_1 , 2 — $I_2 = 2I_1$, 3 — $I_3 = 4I_1$, 4 — $\tau_1 = 2$, 5 — $\tau_2 = 3$, 6 — $\tau_3 = 4$ мкс.

линии соответствуют фиксированным значениям эффективности локализации (I_1 , $I_2 = 2I_1$, $I_3 = 4I_1$). Пунктирные линии соответствуют фиксированным значениям длительности

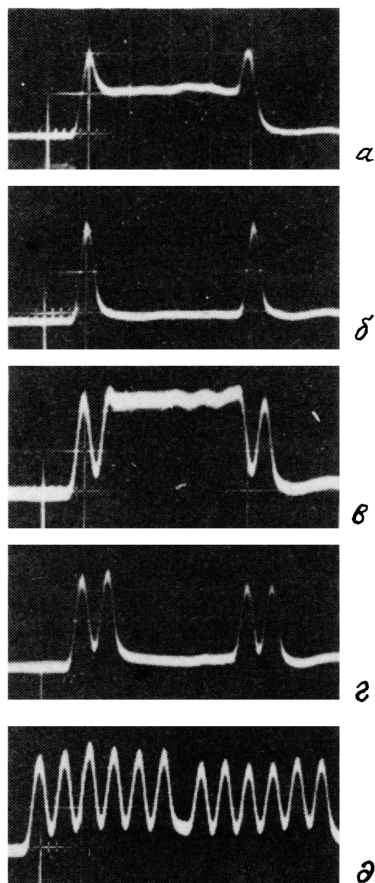


Рис. 2. Стадии формирования локализованных состояний при варьировании длительности ультразвукового импульса.

a — $\tau_0 = \frac{3}{4}\tau$, *б* — $\tau_0 = \tau$, *в* — $\tau_0 = \frac{3}{2}\tau$, *г* — $\tau_0 = 2\tau$, *д* — $\tau_0 = 6\tau$.

сти парциальных локализованных импульсов: $\tau_1 = 2$, $\tau_2 = 3$, $\tau_3 = 4$ мкс.

Крайне слабая зависимость квадрата расстройки от плотности акустической мощности при фиксированных значениях τ_i связана с тем, что величина второго члена в выражении (4) много меньше первого для значений τ и P , реализованных в эксперименте. На рис. 2 представлены осциллограммы интенсивности рассеянной световой волны при различных длительностях ультразвукового импульса τ_0 , которые иллюстрируют различные стадии формирования ло-

кализированных состояний. *Левые* импульсы на осциллограммах соответствуют формированию огибающей рассеянной световой волны связанного состояния на входной грани кристалла при вводе ультразвукового импульса в ячейку, а *правые* — формированию огибающей на выходной грани кристалла при выходе ультразвукового импульса из ячейки. Условия эксперимента были выбраны так, что, с одной стороны, эффективность локализации была достаточной для регистрации эффекта, а с другой стороны, длительность парциальных локализованных импульсов была минимальной с целью наблюдения многоимпульсного связанного состояния. Этим условиям удовлетворяет значение $\tau = 3$ мкс, при котором эффективность локализации составляла величину порядка 1% при уровне СВЧ мощности, подаваемой на ячейку, до 1 Вт. Рис. 2, б и г соответствует формированию одно- и двухимпульсного состояния при $\tau_0 = \tau$ и $\tau_0 = 2\tau$, а рис. 2, д — формированию локализованного состояния с максимальным для времени акустической задержки ячейки 20 мкс числом импульсов: $\tau_0 = 6\tau$.

Таким образом, теория процесса локализации оптической компоненты связанного акустооптического состояния в случае слабой связи при коллинеарном взаимодействии световых и оптических волн [5,6] обобщена на режим с расстройкой волновых векторов. Наличие такой расстройки позволяет формировать и экспериментально исследовать одно- и многоимпульсные связанные состояния при значительно меньших уровнях мощности акустических импульсов по сравнению с режимом точного фазового синхронизма. При этом снижается эффективность локализации, но полностью сохраняется динамика процесса формирования рассеянной оптической компоненты.

В заключение авторы выражают благодарность П.И.Шниперу за предоставленную для экспериментов акустооптическую ячейку. Работа выполнена при частичной поддержке Американского физического общества совместно с Фондом Сороса.

Список литературы

- [1] Балахший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
- [2] Корпел А. Акустооптика. М., 1993. 240 с.
- [3] Сухорукоев А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиоп физике. М., 1988. 232 с.

- [4] Бурлак Г.Н., Гримальский В.В., Коцаренко Н.Я. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 4. С. 1487-1490.
- [5] Белокурова О.И., Щербаков А.С. // Письма в ЖТФ. Т. 16. В. 16. С. 29-34.
- [6] Shcherbakov A.S., Belokurova O.I. // Proc. SPIE. 1992. V. 1807 (Photonic Switching). P. 368-381.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступило в редакцию
11 апреля 1994 г.
