

Двумерные связанные состояния УКИ света и поляризации в сегнетоэлектрических примесных кристаллах

А.С.Сасов, М.Б.Белоненко, Е.В.Демушкина

На основе микроскопического псевдоспинового формализма проведено теоретическое и численное описание эволюции поляризации сегнетоэлектрического кристалла после освещения его лазерными УКИ. Найдены параметры, при которых в сегнетоэлектрике могут существовать квазидвумерные долгоживущие состояния. Для различных начальных условий представлена динамика связанных состояний электромагнитного поля и поляризации кристалла и проведено сравнение свойств сегнетоэлектриков с примесями и без них.

Ключевые слова: ультракороткие импульсы, долгоживущие состояния, поляризация сегнетоэлектриков.

1. Введение

Нелинейные структуры, в том числе и периодические, привлекают все большее внимание, т. к. с их помощью можно управлять передачей и отражением волн, что открывает новые возможности применения кристаллов, используемых в нелинейной оптике, для обработки оптических сигналов [1–4]. Последние теоретические и экспериментальные исследования показали, что в оптически индуцированной рефрактивной среде может существовать нелинейная локализация света (такие долгоживущие локализованные состояния могут образовываться, когда дисперсионные и дифракционные эффекты уравновешиваются самоиндуцированным изменением среды) [5, 6]. Обычно управление распространением волн осуществляется при использовании структурных дефектов среды. Однако более перспективным представляется использование сред, в которых внутренняя структура и симметрия нелинейного состояния обуславливают выбор направления распространения волн в свободных от дефектов периодических структурах. Симметрия таких состояний, которые часто являются солитонами, определяется физическими механизмами, ответственными за локализацию света. Оптически индуцированные фотонные решетки – важный экспериментальный инструмент для изучения нелинейных эффектов при распространении света в периодических структурах. Существование таких эффектов свидетельствуют о возможности управления распространением световых импульсов с помощью света.

В данной работе рассматривается возможность существования долгоживущих состояний в сегнетоэлектрической среде с примесной подсистемой. Поскольку эффект

самоиндуцированной прозрачности связан с взаимодействием лазерного импульса с примесными электрическими дипольными моментами твердого тела, можно ожидать возникновения ситуации, когда сегнетоэлектрическая неустойчивость и оптическое просветление резонансной среды будут наблюдаться одновременно.

Наиболее перспективными с этой точки зрения являются соединения, аналогичные $KCl:Li^+$, $KTaO_3:Li^+$, $PbTe:Ge^{++}$ (т.е. соединения, в состав которых входят примесные нецентральные ионы). Кроме того, существенное влияние на формирование импульсов самоиндуцированной прозрачности могут оказать и собственные сегнетоэлектрические свойства широко используемых в лазерной технике кристаллов группы KDP (KDP, DKDP, ADP и др.) [7]. Исследование таких кристаллов может как открыть новые области их применения, так и обогатить наши представления об особенностях поведения сильно нелинейных систем.

Структура большинства сегнетоэлектриков типа KDP определяется водородными связями, и, следовательно, монокристаллы данных веществ будут достаточно легко включать в свой состав примесные центры различной природы. Кроме того, за счет разрыва водородных связей сегнетоэлектрика и захвата разорванными связями свободных носителей заряда в изначально недопированном образце могут также возникать указанные центры. Отметим, что теоретическое исследование нелинейных процессов в сегнетоэлектриках с водородными связями проводилось в последнее время в основном без учета того, что в реальных образцах значительную роль в динамике возбуждений может играть обсуждаемая выше примесная подсистема. Отметим также, что учет данной подсистемы может оказать существенное влияние на характер и особенности собственного сегнетоэлектрического фазового перехода [8].

2. Постановка задачи и основные уравнения

В настоящей работе рассматриваются свойства собственных сегнетоэлектриков типа KDP с примесными двухуровневыми атомами. Для исследования динамики

А.С.Сасов, М.Б.Белоненко. Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, Россия, 400074 Волгоград, ул. Академическая, 1; e-mail: asasov@yandex.ru

Е.В.Демушкина. Волгоградский государственный университет, Россия, 400075 Волгоград, Университетский просп., 100; e-mail: demushkinaelena@mail.ru

Поступила в редакцию 6 марта 2006 г., после доработки – 4 октября 2006 г.

импульсов самоиндуцированной прозрачности мы будем использовать псевдоспиновый формализм. Такой подход достаточно хорошо описывает динамику возмущений в сегнетоэлектрических средах, что продемонстрировано в [9]. Основным преимуществом данного формализма является тот факт, что элементарные возбуждения (псевдоспиновые волны) существуют как в упорядоченной, так и неупорядоченной фазе, а значит, можно исследовать свойства сегнетоэлектрика в обеих фазах с единой точки зрения. Уравнения движения Гейзенберга для средних значений псевдоспиновых операторов $\langle S^z \rangle$ в приближении хаотических фаз и в континуальном пределе имеют вид [8, 9]

$$\frac{d\langle S^x \rangle}{dt} = (J\langle S^z \rangle + A\langle S^z \rangle_{\xi\xi} + B\langle S^z \rangle_{\eta\eta} + 2\mu_0 E)\langle S^y \rangle,$$

$$\frac{d\langle S^y \rangle}{dt} = \Omega\langle S^z \rangle - (J\langle S^z \rangle + A\langle S^z \rangle_{\xi\xi} + B\langle S^z \rangle_{\eta\eta} + 2\mu_0 E)\langle S^x \rangle,$$

$$\frac{d\langle S^z \rangle}{dt} = -\Omega\langle S^y \rangle,$$

где

$$\langle S^z \rangle_{\xi\xi} = \frac{d^2\langle S^z \rangle}{d\xi^2}; \quad \langle S^z \rangle_{\eta\eta} = \frac{d^2\langle S^z \rangle}{d\eta^2};$$

$$J = \sum_j J_{ij} = \sum_j J(j-i); \quad A = Ja^2; \quad B = Jb^2;$$

a – расстояние между соседними ячейками в кристалле в направлении оси ξ ; b – расстояние между соседними ячейками в кристалле в перпендикулярном направлении; Ω – интеграл туннелирования; J_{ij} – обменный интеграл; E – электрическое поле; μ_0 – дипольный момент сегнетоэлектрической ячейки. В рассматриваемой задаче координаты x, y, z соответствуют осям в псевдоспиновом пространстве. Оси в реальном пространстве обозначены через ξ, η . Плоскость $\xi\eta$ соответствует плоскости, перпендикулярной оптической оси сегнетоэлектрика, а вектор поляризации электрического поля выбран параллельным этой оси.

Отметим, что поскольку для типичных сегнетоэлектриков значения констант Ω и J примерно равны 10^{13} и 10^{14} Гц соответственно, то наиболее эффективно с нашей средой будут взаимодействовать импульсы, частота которых соответствует данному интервалу. Более точное рассмотрение требует совпадения частоты импульса с частотой «мягкой» моды [9], которая зависит от температуры образца. При рассмотрении примесного атома ограничимся моделью двухуровневой системы, считая, что более высокие уровни энергии не возбуждаются в интервале температур, при которых существует сегнетоэлектрический кристалл. Данное приближение является достаточно стандартным в моделях самоиндуцированной прозрачности. Если через Ψ_+ и Ψ_- обозначить амплитуды вероятностей верхнего (асимметричного) и нижнего

(симметричного) состояний атома, разность энергий которых равна $\hbar\Omega_i$ (далее везде $\hbar = k = c = 1$), и предположить, что переходы между уровнями осуществляются за счет взаимодействия дипольного момента атома примеси d_i с электрическим полем лазерного импульса, то для величин

$$N = \Psi_+^* \Psi_+ - \Psi_-^* \Psi_-,$$

$$P_+ = \Psi_-^* \Psi_+ + \Psi_+^* \Psi_-,$$

$$P_- = i(\Psi_-^* \Psi_+ - \Psi_+^* \Psi_-)$$

получаем уравнения для их частных производных по времени t в виде

$$N_t = -2d_i E P_-,$$

$$(P_+)_t = -\Omega_i P_-, \quad (2)$$

$$(P_-)_t = \Omega_i P_+ + 2d_i E N.$$

Систему уравнений (1), (2) дополним уравнением, описывающим динамику электрического поля E в случае пространственно однородного сегнетоэлектрика без свободных зарядов:

$$E_{tt} - c^2 E_{\xi\xi} - c^2 E_{\eta\eta} + \chi\langle S^z \rangle_{tt} + \chi_i(P_+)_{tt} = 0, \quad (3)$$

где $\chi = 4\pi\mu_0 n_s$; $\chi_i = 4\pi d_i n_i$; n_s и n_i – концентрации сегнетоэлектрических ячеек и примесей соответственно; двойные индексы внизу означают соответствующую частную производную. Полученная полная система уравнений (1)–(3) является системой уравнений в частных производных, которая и анализировалась в дальнейшем. Отметим, что результаты ее анализа в одномерном случае можно найти в [10].

3. Основные результаты и их обсуждение

Система уравнений (1), (2) совместно с уравнением для электрического поля (3) решалась численно при различных параметрах задачи и разных начальных условиях. Типичные начальные состояния поляризации представлены на рис.1. На рис.2 и 3 показано изменение затравочного состояния, приведенного на рис.1,а, для сегнетоэлектрика с примесями и без них. Отметим, что здесь мы рассматриваем сегнетоэлектрик в низкотемпературной фазе вблизи точки фазового перехода, но тогда, когда еще выполняется критерий Гинзбурга и можно пренебречь флуктуациями. Так, для сегнетоэлектрика типа KDP данная температура будет равна ~ 120 К.

На рис.2, 3 хорошо видно образование долгоживущего связанного состояния электромагнитного поля и поляризации сегнетоэлектрика. Светлые области на рис.1 соответствуют первоначально засвеченным областям кристалла при прохождении через него импульса лазерного излучения. Далее это состояние эволюционирует согласно системе уравнений (1)–(3). Из рис.2, 3 также видно, что, хотя связанное локализованное состояние поляризации и электромагнитного поля эволюционирует для сегнетоэлектриков с примесями и без них по-разному,

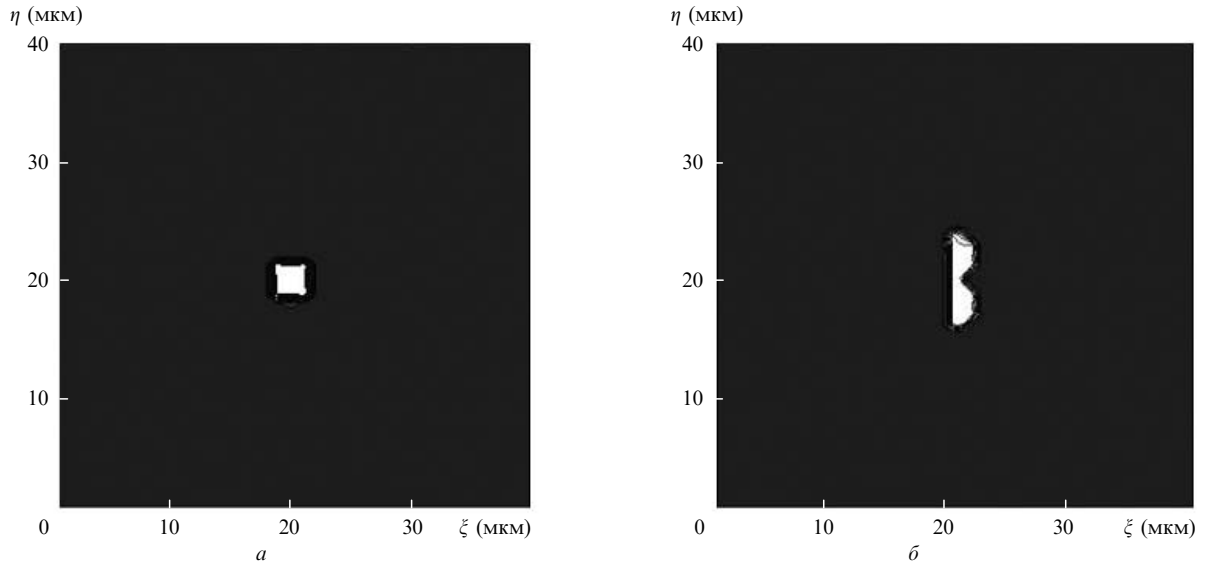


Рис.1. Затрапочные состояния, эволюция которых описывается в настоящей работе.

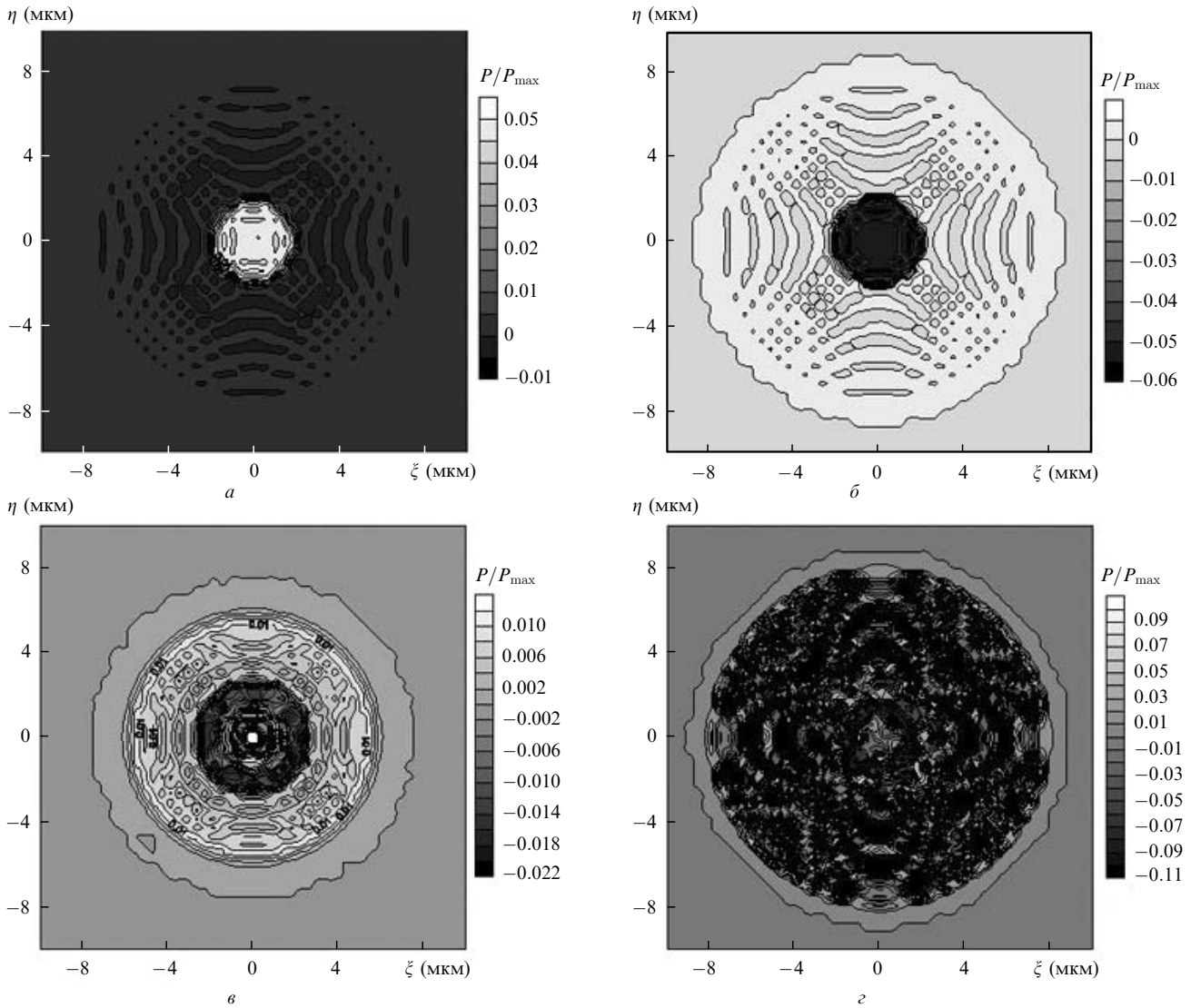


Рис.2. Изменение начального состояния, показанного на рис.1,а, для сегнетоэлектрического кристалла с примесями в момент времени $t = 10^{-10}$ с при $\hbar J = 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (а); $\hbar J = 1.7 \times 10^{-24}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (б); $\hbar J = 1.7 \times 10^{-24}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-28}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (в) и $\hbar J = 1.7 \times 10^{-24}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж (з). Здесь и на рис.2–5 градациями черного цвета показана поляризация P , выраженная в долях поляризации насыщения P_{\max} .

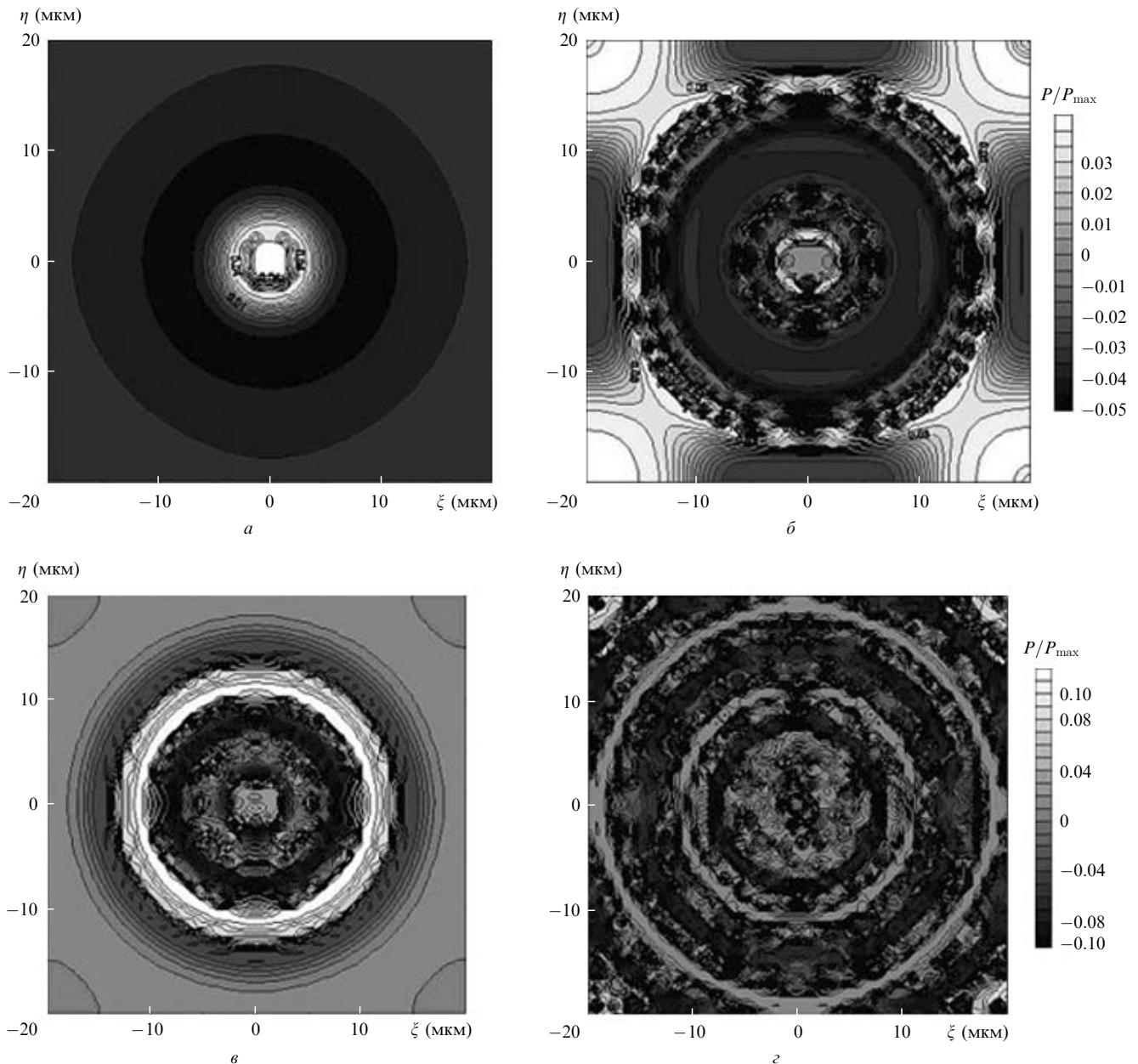


Рис.3. Эволюция начального состояния, показанного на рис.1,а, для сегнетоэлектрического кристалла без примесей в моменты времени $t = 10^{-10}$ (а, в) и 2×10^{-11} с (б, г) при $\hbar J = 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-29}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 0.8 \times 10^{-22}$ Дж (а, б); $\hbar J = 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\mu_0 = 8 \times 10^{-29}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 1.7 \times 10^{-22}$ Дж (в, г).

при определенных значениях параметров задачи имеют качественно похожие стадии (рис.2,в, г и 3,в, г). Таким образом, в обоих случаях можно говорить о долгоживущих состояниях. В частности, при увеличении интеграла туннелирования Ω , который связан со степенью детерминированности образца, поляризация быстрее достигает своего квазиравновесного состояния. Это можно объяснить тем, что при увеличении Ω возрастает эффективная нелинейность в псевдоспиновой подсистеме [11]. Следует отметить, что в случае сегнетоэлектрика с примесями для образования данных состояний при больших значениях Ω_1 требуется меньше времени. Похожая ситуация наблюдается и для начального состояния, показанного на рис.1,б, что продемонстрировано на рис.4 и 5.

Подобное поведение можно связать с тем, что при увеличении энергии Ω_1 примесной подсистемы частоты ее собственных колебаний оказываются ближе к частоте

собственных колебаний псевдоспиновой подсистемы. В этом случае обмен энергией между данными подсистемами, как и между электрическим полем и сегнетоэлектрической подсистемой через примесную подсистему, происходит эффективнее. В итоге это приводит к тому, что квазистационарное состояние устанавливается быстрее.

Следует отметить, что квазидвумерные долгоживущие состояния, описываемые в настоящей работе, могут служить для управления полем лазерного излучения при рассеянии последнего на них. Также данные состояния легко могут быть обнаружены методами нейтронного рассеяния и рассеяния света [10]. Отметим, что в присутствии обсуждаемых состояний интенсивность центрального пика возрастает. Это делает возможным спектроскопические исследования сегнетоэлектриков при совместном облучении лазерными импульсами и нейтронами.

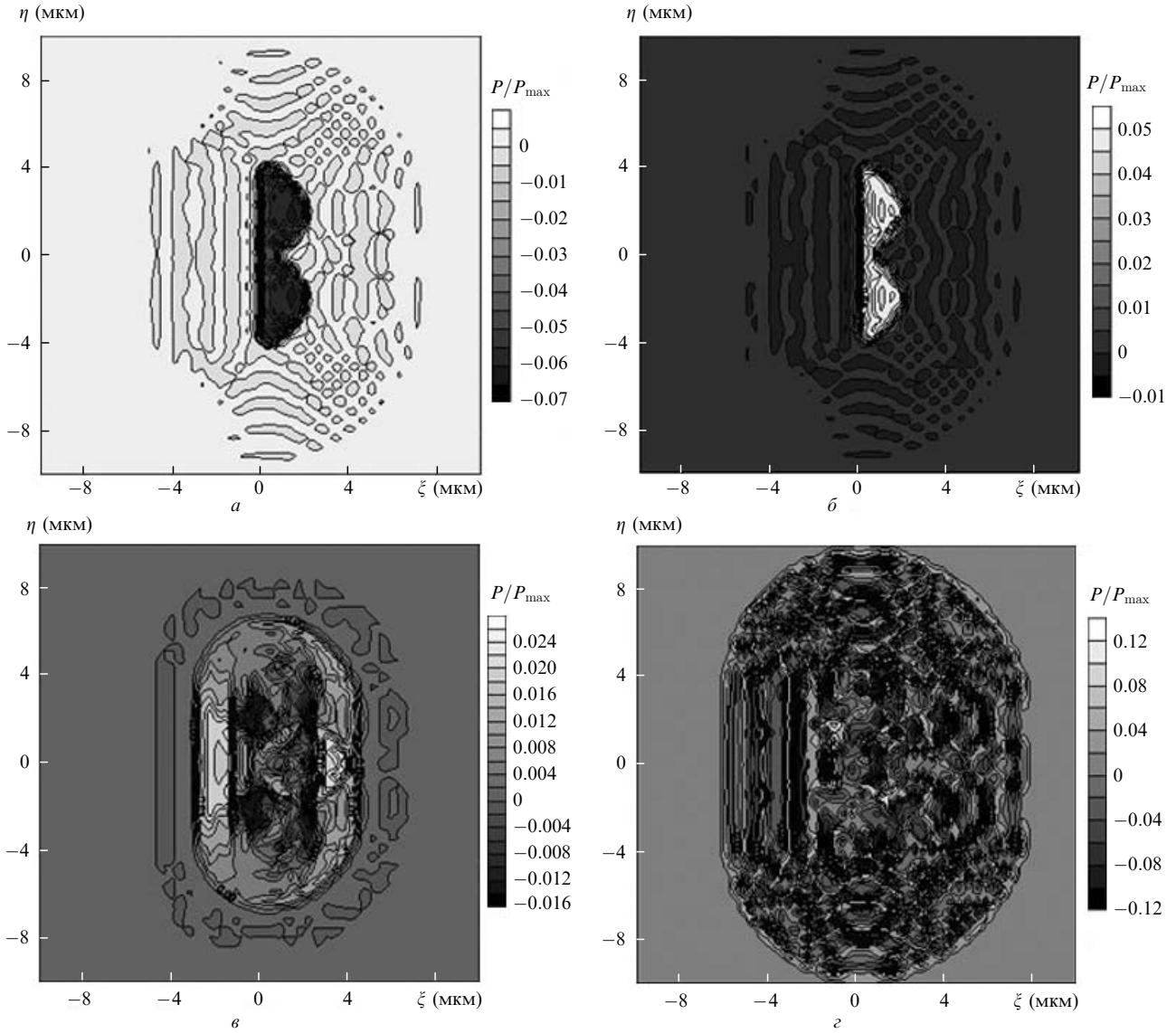


Рис.4. Изменение начального состояния, показанного на рис.1,б, для сегнетоэлектрического кристалла с примесями в момент времени $t = 10^{-10}$ с при $\hbar J = 0.8 \times 10^{-22}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (а); $\hbar J = 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (б); $\hbar J = 0.8 \times 10^{-22}$ Дж, $\mu_0 = 4.8 \times 10^{-28}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-25}$ Дж (в) и $\hbar J = 0.8 \times 10^{-22}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar\Omega_i = 3.4 \times 10^{-21}$ Дж (г).

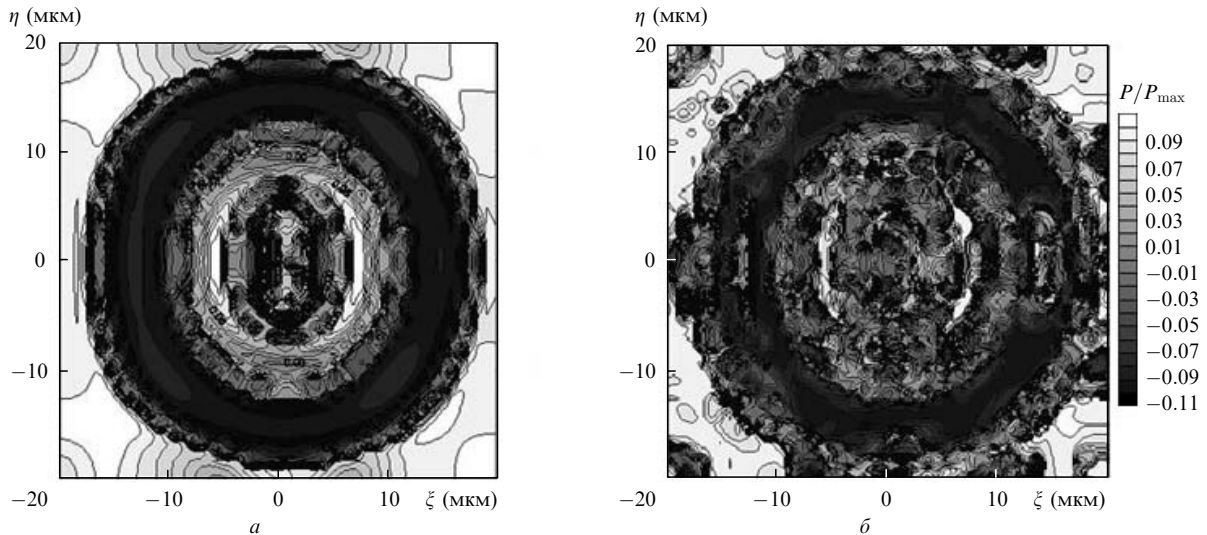


Рис.5. Эволюция начального состояния, показанного на рис.1,б, для сегнетоэлектрического кристалла без примесей в моменты времени $t = 10^{-11}$ (а) и 2×10^{-11} (б) при $\hbar J = 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\mu_0 = 1.6 \times 10^{-29}$ Кл·м, $\hbar\Omega = 1.7 \times 10^{-22}$ Дж.

4. Выводы

На основании проведенного численного моделирования можно сделать следующие выводы:

– В псевдоспиновой системе, которая широко применяется для описания реальных сегнетоэлектриков, в том числе и с водородными связями, в случае их допирования примесями могут существовать квазидвумерные долгоживущие состояния поляризации и связанного с ней электрического поля. Данные состояния слабо зависят от выбора начальных условий и при больших временах обладают осевой симметрией. Так, в частности, долгоживущие состояния существуют в следующих диапазонах изменения основных параметров (в системе единиц СИ): $\hbar J \approx 1.7 \times 10^{-24} - 1.7 \times 10^{-21}$ Дж, $\hbar \Omega \approx 3.4 \times 10^{-21} - 3.4 \times 10^{-23}$ Дж, $\hbar \Omega_i \approx 3.4 \times 10^{-26} - 3.4 \times 10^{-24}$ Дж, $\mu_0 \approx 1.6 \times 10^{-28} - 1.6 \times 10^{-30}$ Кл·м.

– Найдены параметры задачи, ответственные за режимы эволюции поляризации псевдоспиновой подсистемы. Установлено, что чем больше интеграл туннелирования Ω , тем меньше времени требуется для образования долгоживущих состояний. В диапазоне исследуемых значений параметров это время уменьшалось линейно с ростом Ω . В случае же сегнетоэлектриков с примесями указанное время зависит еще и от расстояния между уровнями двухуровневой примесной подсистемы Ω_i : чем

меньше Ω_i , тем больше времени требуется для образования долгоживущего состояния поляризации. В исследуемом диапазоне параметров наблюдалась обратная линейная зависимость времени образования долгоживущего состояния от Ω_i .

Таким образом, использование примесей в сегнетоэлектрических кристаллах может изменять время эволюции процессов, что открывает новые возможности для применения таких кристаллов в голографии и устройствах памяти.

1. Манцызов Б.И. *Письма в ЖЭТФ*, **82** (5), 284 (2005).
2. Маймистов А.И., Манькин Э.А. *ЖЭТФ*, **85** (4), 1177 (1983).
3. Сазонов С.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 7, 94 (1993).
4. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов* (М.: Физматлит, 2005).
5. Efremidis N.K. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (21), 213906 (2003).
6. Neshev D., Ostrovskaya E., Kivshar Yu., et al. *Opt. Lett.*, **28**, 710 (2003).
7. Сазонов С.В. *ФТТ*, **37** (6), 1612 (1995).
8. Белоненко М.Б. *Нелинейные фоторефрактивные и динамические процессы в сегнетоэлектриках типа порядок – беспорядок*. Докт. дис. (Саратов: Саратовский государственный университет, 1998).
9. Блинд Р., Жекш Б. *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики* (М.: Мир, 1975).
10. Fedyanin V.K., Machankov V.G. *Phys. Rep.*, **54**, 1 (1984).
11. Belonenko M.B., Kabakov V.V. *Laser Phys.*, **7** (2), 437 (1997).