Э. В. Бурсиан

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК В МОЩНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ

Делается обзор работ, посвященных изменению состояния сегнетоэлектрического кристалла при прохождении через него большого потока энергии. Показывается, что основные параметры, контролирующие фазовый переход, существенно меняются. Кроме того, развиваются явления, характерные для сугубо открытых термодинамических систем (появляются самоорганизующиеся диссипативные структуры).

Введение

Физика сегнетоэлектриков рождена в 20–30-х годах XX века работами И. Валашека, Б. М. Вула и многих других исследователей. Приятно отметить, что среди них имена профессоров Педагогического университета им. А. И. Герцена — И. В. Курчатова и М. С. Космана.

Феноменологическая теория сегнетоэлектрических кристаллов была создана Гинзбургом и Девонширом на основе общей термодинамической теории фазовых переходов Ландау. Микроскопическая теория после ряда предварительных шагов (Слэтер, Мэзон) появилась около 1960 года в работах Гинзбурга, Андерсена и Кокрена, которые ввели в рассмотрение модель «мягкой моды», используя развитую Борном теорию колебаний кристаллической решетки (см. монографии [1, 2] и др.). Последовательная межзонная модель была создана на базе работ Берсукера и Кристофеля профессором нашего университета Я. Г. Гиршбергом [3–5].

В этих работах сегнетоэлектрический кристалл рассматривался как термодинамически замкнутая система. Воздействие механических, электрических полей и света долазерных интенсивностей несущественно влияло на это условие. Однако при плотностях потока энергии через кристалл порядка МВт/мм^2 (от лазерных импульсов) систему уже нельзя считать замкнутой даже в первом приближении. Необходимость использования концепций неравновесной термодинамики становится неизбежной. Первые экспериментальные и теоретические работы в этом направлении были выполнены также в нашем университете [5–11].

Эти обстоятельства и послужили основанием для включения в настоящий выпуск Известий РГПУ данного обзора. В нем основное внимание уделяется некоторым последним работам, выполненным автором обзора с сотрудниками по взаимодействию мощной электромагнитной волны с сегнетоэлектрическим кристаллом, т. е. нелинейной оптике этих объектов.

1. Сегнетоэлектрик в условиях, далеких от термодинамического равновесия

1.1. *Изменение основных параметров сегнетоэлектрического состояния*

В работе [5] развита общая теория изменения свойств сегнетоэлектрика в интенсивном электромагнитном поле. В качестве основы использована межзонная модель сегнетоэлектрика [3, 4], поскольку в этом случае основным следует считать прямое взаимодействие внешнего поля с электронной подсистемой. Воздействие его на фононную подсистему, в частности на фононы критического колебания, является только опосредованным. Другими словами, модель должна явно включать электронные степени свободы и электрон-фононное взаимодействие, обеспечивающее в отсутствие поля фазовый переход. И оптимальной в этом случае будет межзонная модель.

В электромагнитном поле в гамильтониане появляется полевой член с константой связи электрона с полем $\lambda_{\alpha\beta}$. Поле считается сильным, если вынужденные переходы вниз более вероятны, чем спонтанные: $\tau << \tau_{\text{сп}}$ или $\lambda_{\alpha\beta}\ \tau_{\text{сп}} >> 1$. В этом случае электрон под действием поля по-

стоянно переходит из нижней зоны в верхнюю и обратно, образуя состояние, в котором он одновременно находится и в той и другой зоне. В результате электронный спектр трансформируется. Зоны сближаются на ω_L (рис. 1). Как следует из межзонной модели, неустойчивость в парафазе при этом увеличивается, частота критического колебания снижается со всеми вытекающими последствиями (диэлектрическая проницаемость увеличивается, температура перехода повышается).

Таким образом, интенсивное внешнее поле увеличивает эффективное электрон-фононное взаимодействие и меняет основные параметры, контролирующие фазовый переход.

Отметим, что в прежних работах по влиянию освещения на сегнетоэлектрик учитывалось только увеличение концентрации носителей при неизменном электронном спектре. Тогда результат получался обратный: температура перехода снижалась. Но такой подход справедлив только в слабом поле.

В сильном поле определяющую роль играет перенормировка межзонного электрон-фононного взаимодействия внешним полем. Сильное поле увеличивает концентрацию скоррелированных электрон-дырочных пар. Каждая пара обладает дипольным моментом:

$$d_{12} = e\int \psi_1^* \, \mathbf{r} \, \psi \, d\tau.$$

В сильном поле образуется когерентное состояние пар, аналогичное тому, которое образуется в сегнетофазе за счет межзонного электрон-фононного взаимодействия. В силу когерентности в электронной подсистеме появляется макроскопический дипольный момент, т. е. поляризация электронной подсистемы, дополнительная к той, которая возникает в сегнетоэлектрическом кристалле за счет межзонного взаимодействия электронов с полярными поперечными колебаниями решетки.

Некоторые из этих эффектов наблюдались в работах [6–11]. В них измерялась диэлектрическая проницаемость ε в поле лазерного излучения. Сложность заключалась в том, что измерения проницаемости необходимо было выполнить за малый промежуток времени, меньший длительности лазерного импульса (использовались импульсы длительностью 5 мкс). В работе [6] показано, как это было сделано и как в результате анализа сложной формы отклика были уверенно разделены три составляющие: результат нагрева, результат изменения концентрации носителей и собственно результат воздействия сильного поля. Разделение оказалось возможным благодаря тому, что соответствующие времена релаксации отличались друг от друга на несколько порядков.

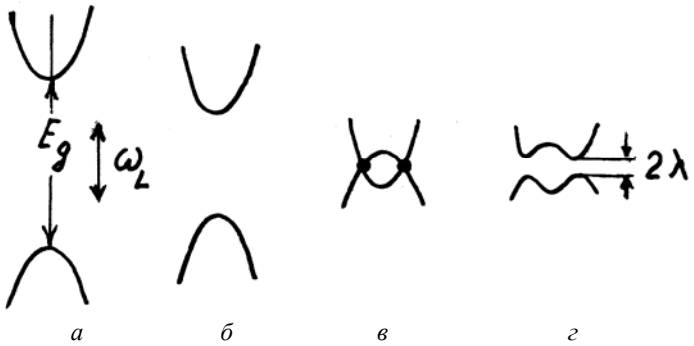


Рис. 1. Исходный электронный спектр (*а*) и его перестройка в интенсивном световом поле (*б* — при $\omega_L < E_g$; *в, г* — при $\omega_L > E_g$)

К обсуждаемой теме имеет отношение только безынерционная, нелинейно зависящая от интенсивности составляющая как новый фотосегнетоэлектрический эффект, по величине существенно превышающий при потоках мощности более 1 МВт/мм^2, описанные ранее. При выделении этой компоненты результат дал хорошее соответствие высказанным выше соображениям.

1.2. *Распад на пространственно неоднородные структуры*

В работе [12] в сегнетоэлектрике, находящемся в поле мощной электромагнитной волны, наблюдалось образование пространственных структур с периодом порядка нескольких микрометров (в конкретных условиях опыта).

В работах Гиршберга, Трунова и автора обзора было показано, что сегнетоэлектрический кристалл действительно становится неустойчивым по отношению к распаду однородной фазы на пространственно неоднородные структуры и однородное состояние сегнетофазы становится невозможным. Теория эффекта развита в работе [5]. Возникновение спонтанной поляризации приводит к отличному от нуля электронному параметру порядка Φ_0, описывающему перестройку электронного спектра. Во внешнем поле параметр Φ_0 и концентрация электронов в верхней зоне связаны нелинейным уравнением, причем с ростом концентрации величина Φ_0 уменьшается. Локальное уменьшение Φ_0 является потенциальной ямой для электронов и приводит к локальному увеличению их концентрации. Рост концентрации приводит к дальнейшему уменьшению Φ_0 и т. д. В системе развивается динамическая неустойчивость, приводящая к возникновению областей с $\Phi_0 = 0$ (парафаза) и повышенной концентрацией неравновесных электронов. В зависимости от соотношения параметров размеры этих областей определяются диффузионной или корреляционной длиной, и в системе возникает периодическая структура с соответствующим периодом. Процесс может быть описан эффективным отрицательным коэффициентом диффузии.

Отметим, что подобное, но иное расслоение наблюдалось и ранее при слабом освещении фотопроводящего сегнетоэлектрика SbSI [13]. В непосредственной близости к фазовому переходу происходило расслоение сегнетоэлектрика на области пара- и сегнетофазы. Температурный интервал существования эффекта не превышал 1,5–2 градусов, а период структуры составлял несколько десятых долей миллиметра. Эффект связывался со сдвигом температуры перехода при повышенной концентрации возбужденных носителей *вниз*, в результате чего в сегнетофазе возникали слои парафазы. В сильном электромагнитном поле эффект качественно иной. Он не связан с близостью к переходу. Что касается температуры перехода, то в сильном поле она сдвигается *вверх*.

2. Сегнетоэлектрик в нелинейной оптике. Новые аспекты

Будем, однако, считать тему данного обзора более узкой, посвященной проблеме генерации второй оптической гармоники. Отметим прежде всего, что сегнетоэлектрики нашли широкое применение в нелинейной оптике по ряду причин:

– благодаря большой диэлектрической восприимчивости χ;

– в связи с существованием спонтанной поляризации P_s, обеспечивающей необходимую для многих нелинейных процессов асимметрию;

– в связи с большим двулучепреломлением Δn, что в ряде случаев приводит к возможности естественной синхронизации вторичных волн;

– благодаря фоторефрактивному эффекту (ФРЭ), т. е. зависимости χ от дозы освещения, что широко используется для создания *стационарных* искусственных структур, обеспечивающих синхронизацию;

– в связи с возможностью появления *нестационарных* синхронизирующих структур, образующихся в самом процессе нелинейного преобразования (обнаруженный недавно эффект автосинхронизации).

2.1. *Синхронизация фаз при генерации вторичных волн*

Волны накачки частоты ω, проходя через кристалл, генерируют в различных точках кристалла вторичные волны, например частоты 2ω. Эффективность преобразования будет существенной только при согласовании этих вторичных волн по фазе (на другом языке — при соблюдении закона сохранения импульса для фотонов). Однако благодаря дисперсии это почти всегда не реализуется, и необходимы специальные меры для обеспечения синхронизации фаз.

Для согласования фаз используются разные способы: естественный синхронизм (за счет различия показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей), согласование фаз при попадании рабочих частот в область аномальной дисперсии, использование периодических структур (при рассеянии на которых происходит изменение фазы, а следовательно, импульса) и некоторые другие.

Первый способ можно реализовать только в некоторых кристаллах. Это, например, возможно в ниобате лития $LiNbO_3$, поскольку в этом кристалле можно найти направление, в котором показатель преломления необыкновенного луча на частоте волны накачки $n_{\omega,e}$ равен показателю преломления обыкновенного луча на удвоенной частоте $n_{2\omega,o}$. Но уже в $BaTiO_3$ или $PbTiO_3$ $n_{2\omega,o}$ всегда больше $n_{\omega,e}$ и естественный синхронизм не реализуется.

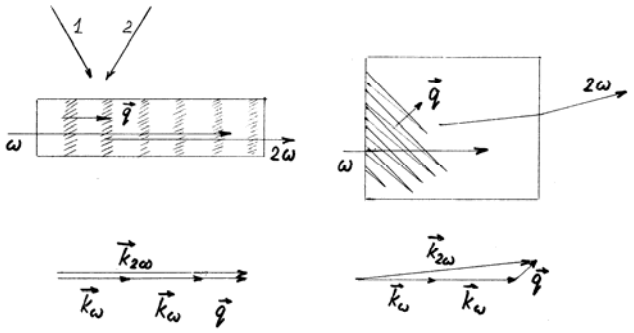
Второй способ связан с возможностью получить $n_\omega = n_{2\omega}$ в области аномальной дисперсии. Но существенное поглощение ограничивает его практическое использование.

Третий способ был впервые предложен Р. Миллером [14]. Он связан с компенса-цией фазовой расстройки введением в кристалл периодической структуры соответствующей пространственной частоты:

$$q = k_{2\omega} - 2k_\omega. \qquad (1)$$

Такие структуры создаются искусственно выращиванием слоистого кристалла или путем использования периодически расположенных электродов, к которым прикладывается напряжение.

Необходимая периодическая структура может быть также получена при интерференции пучков 1 и 2 от посторонних источников света [15] за счет фоторефрактивного эффекта (рис. 2).



а *б*

Рис. 2. Геометрия опытов по исследованию углового распределения $I_{2\omega}$ при различных ориентациях кристалла по отношению к падающему лучу

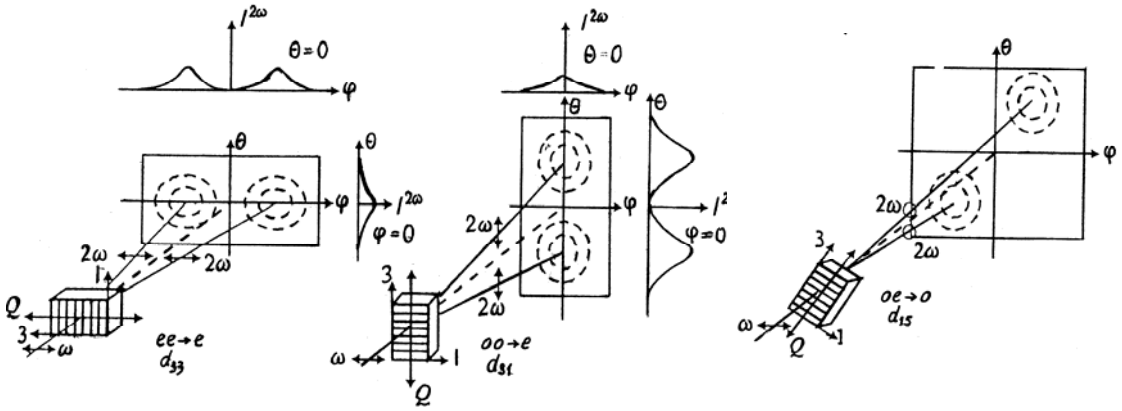
2.2. *Синхронизация на доменной структуре*

В сегнетоэлектриках в качестве такой периодической структуры можно использовать мелкую периодическую доменную структуру. В работе [16] показано, как в кристаллах $BaTiO_3$ с примесью железа генерация второй гармоники сравнительно большой интенсивности происходит за счет естественной структуры с 90-градусными стенками.

На рис. 3 показано распределение интенсивности второй гармоники $I^{2\omega}$ от углов φ и θ, полученное при сканировании перемещающимся детектором. Во всех случаях диаграмма направленности содержала два максимума, расположенных вдоль направления, которое на рис. 3 условно обозначено через Q, под углами $(7 \pm 1)^{o}$ к направлению падающего излучения k^{ω}.

Теоретически такие боковые максимумы можно получить, если предположить, что кристалл пронизывают узкие клинья, ограниченные 90-градусными стенками (рис. 2*б*).

Естественно, точное соответствие пространственной частоты доменной структуры $q_{дом}$, требуемой соотношением (1), частоте q маловероятно. Действительно, при рассеянии *слабого* непрерывного излучения частоты 2ω (т. е. без преобразования $\omega \rightarrow 2\omega$) на экране получается полоса, параллельная Q. Часто никаких максимумов при углах $5 \div 10^{o}$ на ней не наблюдается. (Иногда можно на сплошном фоне увидеть отдельные линии, но их пространственная частота, как правило, не соответствует q). Таким образом, из сравнительно широкого спектра $q_{дом}$ используется только необходимая гармоника, происходит *селекция пространственной частоты*. Коэффициент нелинейного преобразования энергии волн при этом невелик, однако свет получаемой второй гармоники легко наблюдается невооруженным глазом.



а *б* *в*

Рис. 3. Использование структур для синхронизации: коллинеарный случай (*а*) и неколлинеарный (*б*)

В последнем случае (*в*) волна удвоенной частоты распространяется под углом к направлению распространения волны накачки. Для получения коллинеарной структуры в случае *а* может быть использована интерференция пучков 1 и 2. В качестве неколлинеарной структуры могут выступать сегнетоэлектрические домены

2.3. *Пространственная самоорганизация и автосинхронизация*

Опыт показывает, что при увеличении мощности волны накачки в кристаллах $BaTiO_3$ и $PbTiO_3$ наблюдается и генерация волны второй гармоники в направлении *прямо вперед*. Это было бы возможно, если бы в кристалле существовала структура с коллинеарным волновым вектором, т. е. слои, параллельные поверхности. Но такого типа структур в этих кристаллах нет. В работах [17–19] было сделано предположение, что такие структуры при больших плотностях потока энергии образуются автоматически.

В разделе 1.2 говорилось, что сегнетоэлектрический кристалл в поле сильной электромагнитной волны неустойчив по отношению к *самоорганизации*, заключающейся в образовании периодических пространственных структур [5, 12]. Поэтому естественно использовать это обстоятельство и при построении модели в данной ситуации.

Соответствующий механизм можно получить, учитывая, что сегнетоэлектрик вблизи фазового перехода обладает максимальной нелинейностью, в том числе на оптических частотах. От величины поля зависит не только показатель преломления, но и нелинейные оптические коэффициенты. Положим $\chi^{(2)}$ в $E_{2\omega} = \chi^{(2)} E_{\omega}$ E_{ω} зависящим от интенсивности волны $I_{2\omega}$. При малой длине когерентности напряженность генерируемой волны в результате сложения всех волн 2ω, возбуждаемых во всех точках от 0 до x, равна

$$E_{2\omega} = \int_0^x \chi^{(2)} E_{0,\omega}^2 e^{iqx} dx, \qquad (2)$$

где q — волновая расстройка (1). Это ведет при ряде упрощающих предположений к

$$I_{2\omega} \sim E_{2\omega} E_{2\omega}^* = \frac{4}{q^2} \sin^2 \frac{qx}{2}, \qquad (3)$$

т. е. к пространственному распределению $I_{2\omega}(x)$ по пути следования волны с периодом $\Lambda = 2\pi/q$ (рис. 4).

Но именно такая структура нужна для синхронизации всех рождающихся в разных точках волн 2ω. Таким образом, условия образования структуры за счет периодических усилений $I_{2\omega}$ совпадают с условиями, необходимыми для обеспечения квазисинхронизма. Слои, показанные на рис. 4 штриховкой, имеют пространственный период $2l_c$, как раз необходимый для компенсации несоответствия между $k_{2\omega}$ и $2k_{\omega}$. Таким образом, в сегнетоэлектрическом кристалле, обладающем большой нелинейностью, *сильная волна* 2ω *сама прокладывает себе путь, создавая в среде необходимый для облегчения распространения рельеф* $\chi^{(2)}(x)$.

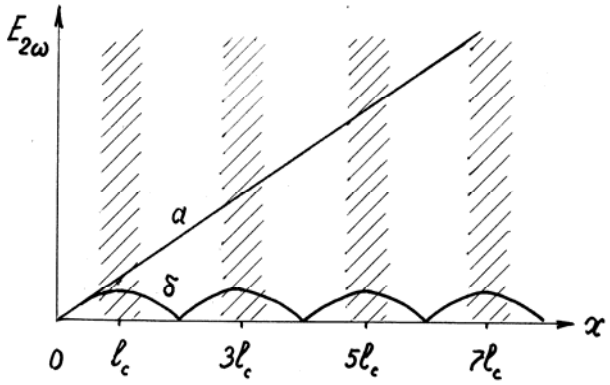


Рис. 4. Изменение амплитуды второй гармоники с расстоянием при волновом синхронизме (*а*) и его отсутствии (*б*). Штриховкой показаны слои, которые образуются в местах, где амплитуда максимальна

Процесс можно рассматривать как один из случаев установления порядка в открытой термодинамически сильно неравновесной системе, поскольку все необходимые для этого условия соблюдены (большая плотность потока энергии через кристалл, нелинейность и достаточная сложность системы [20]). Образующаяся доменная структура принципиально отличается от структур, известных для сегнетоэлектриков, находящихся в состояниях, близких к равновесию.

2.4. *Механизмы образования рельефа при автосинхронизации*

Уточним здесь, за счет каких физических явлений может происходить изменение восприимчивости в слоях, где получаются максимумы интенсивности $I_{2\omega}$.

Процесс может базироваться на фоторефрактивном эффекте первого (ФР-1) или второго порядка (ФР-2). Под фоторефрактивным эффектом n-го порядка будем понимать зависимость восприимчивости n-го порядка $\chi^{(n)}$ от интенсивности второй гармоники $I_{2\omega}$. В сегнетоэлектриках типа $BaTiO_3$ этот эффект достаточно велик.

Будем исходить из уравнений [21]:

$$\frac{\partial E_\omega}{\partial x} = i2\frac{\omega^2}{k_\omega} K E_\omega^* E_{2\omega} e^{iqx};$$
$$\frac{\partial E_{2\omega}}{\partial x} = i2\frac{\omega^2}{k_\omega} K E_\omega^2 e^{-iqx}, \qquad (4)$$

которые описывают изменения амплитуд первой и второй гармоник по мере прохождения через кристалл вдоль направления x. Эффект автосинхронизации можно получить в одном из двух предположений:

1. От интенсивности второй гармоники $|E_{2\omega}|^2$ зависит величина $\chi^{(1)}$.
2. Величина $\chi^{(2)}$ зависит от $|E_{2\omega}|^2$.

В обоих случаях по мере углубления в кристалл на расстояние x обычный процесс периодической перекачки I_ω в $I_{2\omega}$ и обратно сменяется повышением эффективности преобразования за счет автосинхронизации. Но количественно процесс накопления $I_{2\omega}$ получается разным. Это обстоятельство позволяет надеяться экспериментально отличить влияние ФР-1 на автосинхронизацию от влияния ФР-2.

2.5. *Динамика образования и разрушения самоорганизующихся структур*

Если импульсы накачки следуют друг за другом достаточно редко, то наведенная структура каждый раз может релаксировать до нуля. Если же период следования импульсов T мал, то следующий импульс использует структуру $\chi(x)$, созданную предыдущим. Должна, таким образом, наблюдаться зависимость эффекта от скважности импульсов накачки. Действительно, на опыте [22, 23] получены кривые, показанные на рис. 5.

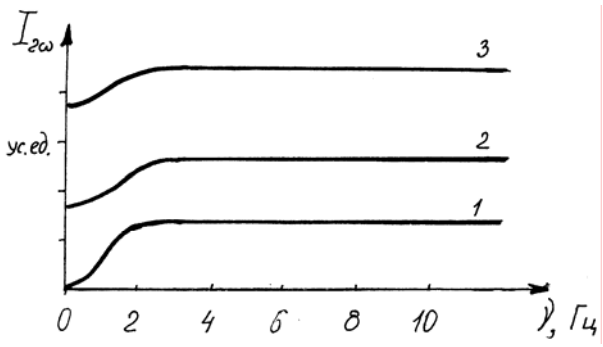


Рис. 5. Зависимость интенсивности генерируемой волны от частоты следования импульсов; *1* → *2* → *3* — увеличение интенсивности накачки

При частоте более 2 Гц наступает насыщение. Это означает, что в условиях опыта (комнатная температура, конкретная группа кристаллов) рельеф релаксирует примерно за 0,5 с.

2.6. *Порог самоорганизации*

Зависимость глубины самоорганизующейся структуры от интенсивности волны накачки, как всегда в таких открытых системах, не должна быть линейной. При малых потоках энергии структура не образуется, при очень больших возможно насыщение. В сегнетоэлектрике это было впервые продемонстрировано в [22], а затем уточнено в [23]. Характер зависимости всегда такой, как показано на рис. 6.

На кривых выделяются три участка: *а* — соответствует малым интенсивностям, при которых центральный пик отсутствует, *б* — линейная зависимость $I_{2\omega}$ от I_{ω}^2, как и должно быть при генерации в условиях синхронизации, *в* — насыщение. Зарождение коллинеарной структуры на данной частоте следования импульсов происходит при некотором значении $I_{\omega,\ \text{порог.}}$ (на рисунке обозначено буквой П).

По очень грубым предварительным оценкам в $BaTiO_3$ и $PbTiO_3$ это значение близко по порядку величины к 10^6 Вт/мм^2. Можно надеяться, что в ближайшие годы эта величина будет исследована более подробно как экспериментально, так и теоретически.

Поскольку в нелинейной оптике, как и в оптике сегнетоэлектриков вообще, основным является взаимодействие электромагнитной волны с электронной подсистемой (см. раздел), нужно будет рассматривать проблему, выделяя электронные степени свободы, а затем включать электрон-фононное взаимодействие, которое в отсутствие внешних полей приводит к неустойчивости и фазовому переходу. Поэтому в предстоящем теоретическом рассмотрении и этого эффекта оптимальной будет межзонная модель сегнетоэлектрика.

2.7. *Перспективы использования самоорганизующихся структур в преобразователях частоты в оптике*

На данной стадии достигнутая эффективность преобразования на исследованных кристаллах очень невелика. Генерируемый свет без труда регистрируется, но практического значения эффект пока не имеет. Интерес представляет *сам факт наблюдения самоорганизующейся структуры*. Однако можно надеяться найти такие материалы, в которых синхронизация на самоорганизующихся структурах окажется полезной.

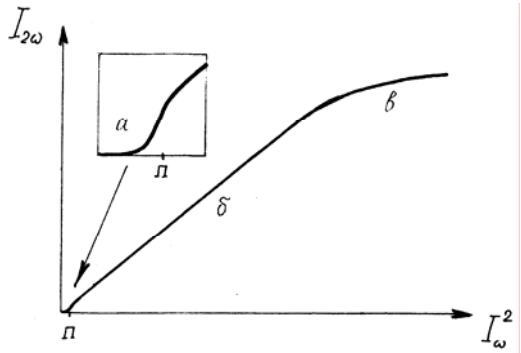


Рис. 6. Интенсивность генерируемой волны 2ω на выходе из кристалла $PbTiO_3$ как функция квадрата интенсивности волны накачки.
Буквой П помечен порог предполагаемого образования структуры в результате самоорганизации. Масштаб на вставке значительно более мелкий

3. Новый этап в изучении доменной структуры

При изучении доменной структуры сегнетоэлектрика погасание в скрещенных поляризаторах наступает как при совпадении плоскости поляризации с направлением оптической оси, так и в положении, перпендикулярном к этому направлению. Направление спонтанной поляризации (без приложения электрического поля) найти затруднительно. В то же время наблюдение генерации второй гармоники в отдельном домене при знании значений элементов тензора d_{ij} для кристаллов данной симметрии дает возможность по интенсивности и поляризации получаемого излучения определять направление спонтанной поляризации в домене.

Приведем простейший пример. Допустим, в центре кристалла типа $PbTiO_3$ на рис. 7*а*, находящемся между скрещенными поляризаторами, видна светлая полоса. Это *а*-домен, окаймленный двумя *с*-доменами. Пусть P_s направлена так, как показано на рис. 7*б*. Направим снизу луч накачки ω с поляризацией A, а на выходе луча 2ω поставим поляризатор в положение C. Тогда интенсивность второй гармоники будет определяться элементом тензора d_{11}. Комбинация поляризаторов (A,D) будет соответствовать d_{31}, комбинация (B,C) — d_{13}, (B,D) — d_{33}. Если же P_s направлена так, как показано на рис. 7*в*, то те же положения поляризаторов будут соответствовать коэффициентам:

$$A,C \rightarrow d_{33},$$
$$A,D \rightarrow d_{13},$$
$$B,C \rightarrow d_{31},$$
$$B,D \rightarrow d_{11}.$$

Поскольку известно, что в тензоре d_{ij} для $PbTiO_3$ элементы $d_{31} = d_{32} \approx 43$ ед., $d_{33} \approx 8$ ед., $d_{15} = d_{24} \approx 38$ ед., по получаемым при разных конфигурациях интенсивностям второй гармоники можно сделать вывод о направлении спонтанной поляризации в кристалле. Естественно, диафрагмой должен быть выделен на кристалле однодоменный участок, а на приемнике должна интегрироваться общая интенсивность второй гармоники (центральный и боковые пики), т. е. должны суммироваться интенсивности, получаемые в результате коллинеарной и неколлинеарной синхронизации.

По угловому распределению можно определить направление волнового вектора и пространственную частоту мелкой доменной структуры (см. раздел 2.2).

Кроме того, как показано выше, появляется возможность изучения наведенной доменной структуры в условиях, далеких от термодинамического равновесия. Природа таких доменов (размеры, строение границ) совсем не изучены. Возможно, это станет новым аспектом в учении о доменной структуре в сегнетоэлектрике.

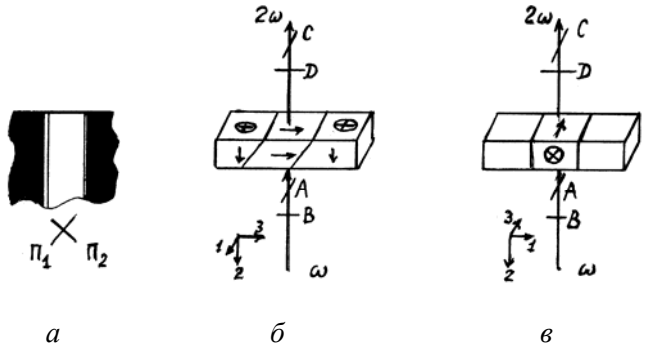


Рис. 7. К расшифровке доменной структуры по поляризации генерируемой в домене второй гармоники. Стрелками в кристалле показаны предполагаемые направления спонтанной поляризации

Заключение

Из сделанного краткого обзора следует, что одним из наиболее перспективных направлений в физике сегнетоэлектриков в ближайшие годы может оказаться изучение сегнетоэлектрических явлений в сильно неравновесных условиях, в частности, при мощном потоке электромагнитной энергии через кристалл. Стандартный подход (термодинамическая теория замкнутых систем) должен быть существенно расширен.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, грант № 00-02-16735, и Министерства образования РФ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. *Смоленский Г. А., Боков В. А., Исупов В. А., Крайник Н. Н., Пасынков Р. Е., Шур М. С.* Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. — Л., 1971.

2. *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. — М., 1981.

3. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н.* Межзонная модель сегнетоэлектричества. Теория и эксперимент // Изв. вузов. Физика.1981. № 8. С. 94–109.

4. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н.* Аномальный фотогальванический эффект в системах с электронным и фононным параметрами порядка // ЖЭТФ. Т. 82. Вып. 4. С. 1170–1175. (Transl.: Sov. Phys. JETP. 1982. Vol. 55. № 4. P. 1170–1175).

5. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г.* Когерентные эффекты в сегнетоэлектриках. — М., 1989.

6. *Бурсиан Э. В., Маслов В. В., Гиршберг Я. Г., Барышников С. В.* Изменение параметров сегнетоэлектрика в поле сильной электромагнитной волны // Физика тв. тела.1983. Т. 25. Вып. 3. С. 751–757.

7. *Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н., Бурсиан Э. В.* Сегнетоэлектрик с межзонной связью в поле внешней электромагнитной волны // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 3. С. 541–547.

8. *Бурсиан Э. В., Маслов В. В., Барышников С. В., Ляховицкая В. А., Гиршберг Я. Г.* Изменение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика в поле сильной электромагнитной волны // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 4. С. 746–749.

9. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г.* Фазовый переход в сегнетоэлектриках в сильно неравновесном состоянии // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 11. С. 2283–2284.

10. *Bursian E. V., Girshberg Ya. G., Pryakhin G. N.* Electromagnetic Wave Propagation in a Nonequilibrium Ferroelectric in Polar Phase // Solid State Comm. 1989. Vol. 70. № 11. P. 987–989.

11. *Baryshnikov S. V., Bursian E. V., Girshberg Ya. G., Kosolapov I. V., Maslov V. V., Pryakhin G. N.* Permittivity and Refraction Index of Ferroelectric in Intensive External Field // Ferroelectrics. 1989. Vol. 96. P. 289–293.

12. *Барышников С. В., Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Ляховицкая В. А., Маслов В. В.* Переход сегнетоэлектрика в состояние с периодической структурой в интенсивном электромагнитном поле // Физика тв.тела. 1984. Т. 36. Вып. 6. С. 1872–1874.

13. *Фридкин В. М.* Фотосегнетоэлектрики. — М., 1979.

14. *Miller R.C.* Phys. Rev. 1964. Vol. 134. № 5A. P. 1313.

15. *Esayan S. K., Lemanov V. V., Arutunyan A. M.* // Ferroelectrics Letters. 1983. Vol. 1. № 1. P. 137–163.

16. *Бурсиан Э. В., Залесский В. Г.* Структуры, обеспечивающие квазисинхронизм при генерации второй гармоники в $BaTiO_3$:Fe // Физика тв. тела. 1999. Т. 41. № 6. С. 1076–1079.

17. *Залесский В. Г., Маслов В. В., Бурсиан Э. В.* Индуцированная световой волной большой интенсивности особенность генерации второй гармоники в $BaTiO_3$: Fe // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1996. Т. 60. № 10. С. 63–65.

18. *Бурсиан Э. В., Залесский В. Г., Лужков А. А., Маслов В. В.* Аномальная генерация второй гармоники света в титанате бария с примесью железа // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. Вып. 4. С. 247–249.

19. *Бурсиан Э. В., Рычгорский В. В.* Автосинхронизация волн при генерации второй гармоники в сегнетоэлектрике // Изв. АН СССР. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 6. С. 1129–1131.

20. *Хакен Г.* Синэргетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. — М., 1985.

21. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики: Пер. с англ. — М., 1989.

22. *Бурсиан Э. В., Рычгорский В. В.* Динамика установления автосинхронизации при генерации второй гармоники в $BaTiO_3$ // Физика тв. тела. 2001. Т. 43. № 1. С. 108–110. (Перевод: Physics of the Solid State. 2001. Vol. 43. № 1. P. 110–112).

23. *Бурсиан Э. В., Зайцев А. И.* Роль фоторефрактивного эффекта-2 в синхронизации фаз при генерации второй оптической гармоники в сегнетоэлектрике // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 91. № 4. С. 698–702.

E. Bursian

FERROELECTRIC IN THE POWERFUL ELECTROMAGNETIC FIELD

The review of papers devoted to the change of the state of the ferroelectric crystal at great energy flow through it is presented. It is shown that the basic parameters controlling the phase transition vary essentially. Besides, phenomena specific for opened thermodynamic systems are developed (self-organizing dissipate structures arise).