

УДК 621.3.049.77

**ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ФОТОННЫХ И ФОНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ**

В.В. Крутов[@], к.т.н., доцент

А.С. Сигов, д.ф.-м.н, академик РАН, президент

А.А. Щука, д.т.н., профессор

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, 119454 Россия

[@]Автор для переписки, e-mail: v_krutov@mirea.ru

В статье обобщены и проанализированы результаты исследований в области технологии создания сегнетоэлектрических фотонных и фононных кристаллов. Рассмотрены особенности формирования антипараллельных доменов в сегнетоэлектриках различными методами. Особое внимание уделено индустриально-ориентированным технологиям с малой продолжительностью технологического цикла. Кратко описаны результаты работ, выполненных в Московском технологическом университете. Предложен и исследован физико-технологический принцип, при котором локальное стимулирование инверсии доменов осуществляется с помощью интерферирующих волн и однородного электрического поля (термоинтерференционный принцип). Получены выражения для оценки энергетических и временных параметров интерференционного импульса, не зависящие от физической природы волн (электромагнитных и акустических). Рассмотрен метод реализации биимпульсной гетеротермальной технологии (БИГ-технологии) с использованием упругих волн (акустоинтерференционный метод), в частности, его «+Z-модификация». Данная модификация предполагает использование температурной решетки, индуцированной волнами, интерферирующими на +Z-поверхности сегнетоэлектрика. Предложены варианты конструкций оборудования для реализации «+Z-модификации» акустоинтерференционного метода. Разработана модель проектирования оборудования, позволяющая оптимизировать основные технологические параметры. Оценены основные параметры применительно к с-ориентированным плёнкам цирконата-титаната свинца. Показано, что использование акустоинтерференционного метода позволяет формировать регулярные доменные структуры в плёнках указанного сегнетоэлектрика с рекордно малой продолжительностью технологического цикла $t_c \leq 18 \mu s$.

Ключевые слова: доменная инженерия, доменные структуры в сегнетоэлектриках, фотонные кристаллы, температурные решетки, биимпульсная гетеротермальная технология, акустоинтерференционный метод.

**TECHNIQUES FOR FORMATION OF FERROELECTRIC
PHOTONIC AND PHONONIC CRYSTALS**

V.V. Krutov[@],

A.S. Sigov,

A.A. Shchuka

Moscow Technological University (MIREA), Moscow, 119454 Russia

[@]Corresponding author e-mail: v_krutov@mirea.ru

Researches in the field of technology of creation of ferroelectric photonic and phononic crystals are analyzed. Features of formation of antiparallel ferroelectric domains are examined by various methods. The special attention is given to the industrially-focused techniques with small duration of a work cycle. Results of the works executed in Moscow Technological University are briefly described. The algorithm for calculating the technological parameters of domain structure formation by the acoustic-interference method is developed. The basic parameters of c-axis-oriented PZT films grown on metallic substrates are estimated. It is shown that the use of the acoustic-interference method allows one to form regular domain structures in PZT films with record-breaking short work cycle duration $t_c \leq 18 \mu s$. The conditions for forming regular domain structures by the double-pulse heterothermal technique are established with regard to new data on heat transfer in films.

Keywords: domain engineering, domain ferroelectric structures, photonic crystals, temperature lattices, double-pulse heterothermal technique, acousto-interference technique.

Введение

Широко известны применения сегнетоэлектриков в качестве элементов микромеханических систем, запоминающих устройств, оптических модуляторов, электронно-перестраиваемых функциональных устройств СВЧ-диапазона [1]. В последние годы исследуются новые возможности применения сегнетоэлектриков в виде фотонных и фононных кристаллов. Структуры, оптические свойства которых (например, показатель преломления) периодически или квазипериодически изменяются в пространстве (в одном или нескольких направлениях) с периодом, сравнимым с длиной волны света, называют фотонными кристаллами. Фононными кристаллами называют структуры, упругие или пьезоэлектрические свойства которых (например, пьезомодуль) периодически или квазипериодически изменяются в пространстве с периодом, сравнимым с длиной волны звука, распространяющегося в кристалле. Исследовательские работы, направленные на создание фотонных и фононных кристаллов и изучение их свойств, весьма активно ведутся многими научными центрами [2–13].

В ряде устройств с помощью фотонных кристаллов (ФК) выполняются такие функции, как преобразование частоты лазерного излучения, пространственно-временное перераспределение интенсивности, фильтрация сигналов, генерация терагерцевых волн и др. [6, 14–17]. При этом преобразование частоты может осуществляться как в коротковолновую (генерация гармоник [18, 19]), так и в длинноволновую область спектра (оптическая параметрическая генерация [20, 21]). Более высокая эффективность преобразователей частоты на основе фотонных кристаллов (по сравнению с традиционными нелинейно-оптическими преобразователями на однородных нелинейных средах) достигается путем использования фазового квазисинхронизма (англ. аббревиатура QPM). Наибольшая эффективность преобразования частоты достигается с помощью QPM первого порядка, что требует, как правило, использования ФК с пространственным периодом около 1 μm . Одним из важнейших свойств ФК является возможность одновременной генерации двух и более оптических гармоник или суммарных и разностных частот в одном кристалле (многочастотная генерация).

В последние годы интенсивно развиваются технологии создания периодических и квазипериодических структур в сегнетоэлектриках [14–18, 20–39]. Область науки и техники, занимающаяся разработкой технологий формирования регулярных доменных структур (РДС) в

сегнетоэлектриках и магнетиках, получила название «доменной инженерии». На рис. 1 схематично показана РДС типа «голова к хвосту», наиболее широко применяемая при создании сегнетоэлектрических ФК. Стрелками показано направление вектора спонтанной поляризации \vec{P}_S антипараллельных доменов. В таких сегнетоэлектриках, как ниобат лития LiNbO_3 , танталат лития LiTaO_3 , титанил-фосфат калия KTiOPO_4 , цирконат-титанат свинца и некоторые другие, домены имеют свойство выстраиваться либо вдоль, либо против полярной оси Z.

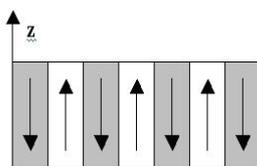


Рис. 1. РДС типа «голова к хвосту».

В настоящей статье дан краткий обзор методов формирования фотонных и фононных кристаллов на основе сегнетоэлектриков с акцентом на индустриально-ориентированные технологии.

Технологии с большой продолжительностью технологического цикла

Для создания РДС широко используется метод избирательного переключения доменов неоднородным электрическим полем с использованием структурированных электродов («базовый» метод, см., например, [18]). На рис. 2 для простоты показаны только два стрипа структурированного электрода.

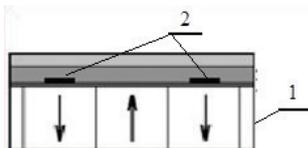


Рис. 2. Локальное переключение поляризации неоднородным полем с использованием структурированных электродов:

1 – сегнетоэлектрик; 2 – стрипы структурированного электрода,

Стрелками показан вектор спонтанной поляризации \vec{P}_S .

На рис. 3 изображена упрощенная электрическая схема «базового» метода селективного переключения доменов путем подачи напряжения на электроды, между которыми расположен изначально монодоменный сегнетоэлектрик. Благодаря периодической структуре верхнего электрода, в кристалле создается неоднородное электрическое поле, которое осуществляет селективное переключение доменов, расположенных под электропроводящими стрипами (на вставке «вид сверху» показан структурированный электрод). Напряженность поля под стрипами должна превышать коэрцитивное значение. Период чередования пробелов и стрипов полосового электрода определяет период формируемой РДС. Для стабилизации тока используется балластное сопротивление R_o .

Для предотвращения паразитного бокового роста доменов может быть использована дополнительная схема, которая с учетом прошедшего заряда либо отключает источник напряжения, либо понижает значение поля ниже коэрцитивного уровня, предотвращая боковой рост. Поверхностная плотность прошедшего заряда, необходимая для инвертирования доменов, определяется интегралом от импульса тока переключения:

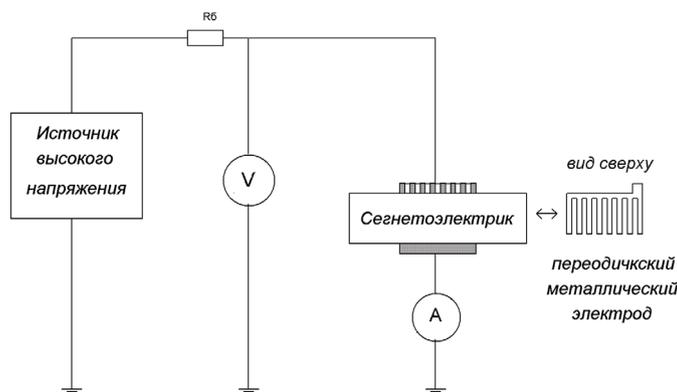


Рис. 3. Схема переключения доменов путем подачи напряжения на структурированный электрод.

$$q_y = \frac{q}{S} = \frac{1}{S} \int_0^{\tau_u} i(t) dt = 2 \cdot P_s, \quad (1)$$

где q – прошедший заряд;

τ_u – длительность импульса тока реполяризации i ;

P_s – значение спонтанной поляризации;

S – площадь электрода.

Например, для LiTaO_3 плотность прошедшего заряда $q_y \approx 1 \text{ } \mu\text{C}/\text{mm}^2$.

Однако фотолитография, используемая для нанесения структурированных электродов, характеризуется многоступенчатостью процесса изготовления фотошаблонов, неизбежными их дефектами, большой продолжительностью процесса травления фоторезиста [40, 41] и поэтому малоприспособна для массового производства ФК.

Предприняты попытки создания различных модификаций базового полевого метода. В частности, применение дистантной оптической маски многократного использования [29] позволяет исключить необходимость нанесения структурированного электрода на каждый образец сегнетоэлектрика. Данный метод создания РДС, как и «базовый» метод, требует использования фотолитографии, однако не на каждом образце сегнетоэлектрика, а для изготовления оптической маски многократного использования. В [29] РДС формировали в кристалле ниобата лития (толщиной 0.5 мм), легированного магнием. Для локального стимулирования процесса переключения доменов использовали УФ-излучение (ртутная лампа), проходящее через маску, изготовленную из кварцевой пластины, на которую предварительно с помощью фотолитографии наносились стрипы (непрозрачные для УФ-излучения). С помощью такой технологии при наложении однородного электрического поля были сформированы РДС с периодом 15 μm . Данная технология ориентирована на массовое производство, однако дифракция ограничивает минимальный период РДС, достижимый таким методом.

Вместе с тем эксперимент, проведенный в [29], доказывает принципиальную возможность формирования РДС однородным полем в условиях локального стимулирования переключения доменов. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования однородного переключающего поля при формировании РДС.

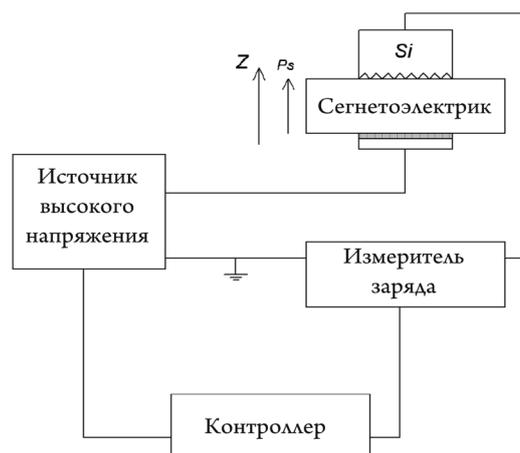


Рис. 4. Схема формирования РДС с помощью прижимного структурированного электрода из кремния.

В другой модификации «базового» метода, предложенной в [30], применяют структурированный электрод прижимного типа, и для его изготовления необходима фотолитография (рис. 4).

В основе метода лежит создание неоднородного электрического поля с помощью структурированного кремниевого электрода, рабочая поверхность которого имеет ребристую (периодическую) структуру и прижимается к $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика острями ребер (рис. 4). Противоположный металлический электрод контактирует всей поверхностью с кристаллом посредством проводящей пасты. Под ребрами кремниевого электрода под действием внешнего электрического поля происходит локальное переключение сегнетоэлектрических доменов, и в результате в сегнетоэлектрике образуется РДС. При использовании данной технологии обеспечение высокого качества контакта по всей поверхности структурированного электрода затруднительно. Поэтому, как следствие, качество РДС невысоко.

Таким образом, попытки создания модификаций «базового» метода, использующего фотолитографию, выявили следующие трудности:

а) ограничения, обусловленные дифракцией, не позволяющей создавать РДС с малым периодом (в случае применения дистантной оптической маски многократного использования [29]);

б) низкое качество создаваемой РДС при использовании электрода прижимного типа [30].

Некоторые другие методы («вычерчивание» доменного рисунка электронным [31, 32] или лазерным [33–35] лучом и т.п.) также малопригодны для массового производства, так как имеют такие недостатки, как большая продолжительность технологического цикла, малая глубина инвертирования доменов, невозможность создания РДС с малым (или с заданным) пространственным периодом и ряд других.

Итак, изготовление ФК перечисленными методами требует больших временных и финансовых затрат и не всегда обеспечивает создание РДС с малым пространственным периодом и достаточной глубиной инвертирования доменов. Совершенно очевидно, что указанные обстоятельства препятствуют более широкому использованию сегнетоэлектрических доменных структур в интегральной и нелинейной оптике, фотонике, информационной и вычислительной технике, а также в акустоэлектронике. Перспективными

для массового производства следует считать методы с минимальной продолжительностью технологического цикла при использовании однородного электрического поля.

Индустриально-ориентированные технологии с малой продолжительностью технологического цикла

Анализ научных публикаций показал, что принципиальная возможность формирования РДС однородным электрическим полем в условиях локального стимулирования переключения доменов экспериментально доказана [29, 33]. Это свидетельствует о перспективности использования однородного переключающего поля. Такой подход взят в качестве прототипа при разработке новых прорывных технологий, ориентированных на массовое производство сегнетоэлектрических ФК [23–28, 42, 45–49].

Наиболее привлекательными следует считать методы, которые позволяют отказаться не только от применения структурированных электродов, но и вообще от операции нанесения на каждый образец сегнетоэлектрика какой-либо пленки и, следовательно, существенно упростить технологический цикл. В последние годы получен целый ряд новых результатов, наиболее важные из них представлены ниже.

1. Термоинтерференционный принцип создания РДС. В [42] предложен и в последующих работах авторов исследован термоинтерференционный принцип создания сегнетоэлектрических РДС без применения структурированных электродов, при котором локальное переключение поляризации осуществляется однородным электрическим полем с помощью интерферирующих волн. Принцип основан на комбинированном воздействии на сегнетоэлектрик двух импульсов: интерферирующих волн (электромагнитных или акустических), создающих температурную решетку, и импульса однородного электрического поля, осуществляющего селективное переключение доменов (рис. 5).

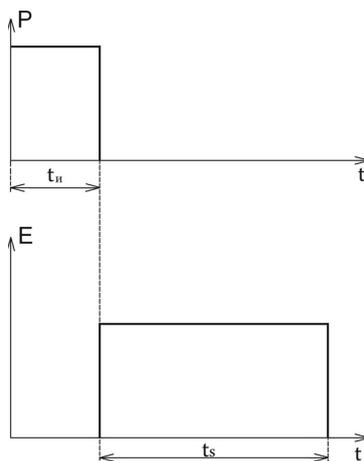


Рис. 5. Импульсы плотности мощности волнового воздействия P и инвертирующего однородного электрического поля E .

Новый принцип получен методом синтеза отдельных явлений и закономерностей, экспериментально подтвержденных независимыми авторами.

В своей нобелевской лекции академик А.М. Прохоров указывал на важность метода синтеза в научных исследованиях: «...уже были «готовы» отдельные элементы лазеров, и нужно было только их синтезировать, чтобы получить лазер» (из нобелевской лекции, 11 декабря 1964 г.).

В нашем случае такими «элементами», которые удалось синтезировать, явились следующие:

- 1) пространственная модуляция температуры в условиях интерференции волн в поглощающей среде;
- 2) спадающий характер температурной зависимости коэрцитивного поля сегнетоэлектриков;
- 3) феномен, заключающийся в том, что переключение поляризации электрическим полем начинается с зародышеобразования доменов на $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика, распространяясь по направлению к $-Z$ -поверхности.

Рис. 6 иллюстрирует адиабатический рост температуры в пучностях интерференционной картины. Именно адиабатический нагрев в пучностях создает наиболее контрастную температурную решетку при воздействии интерференционного импульса.

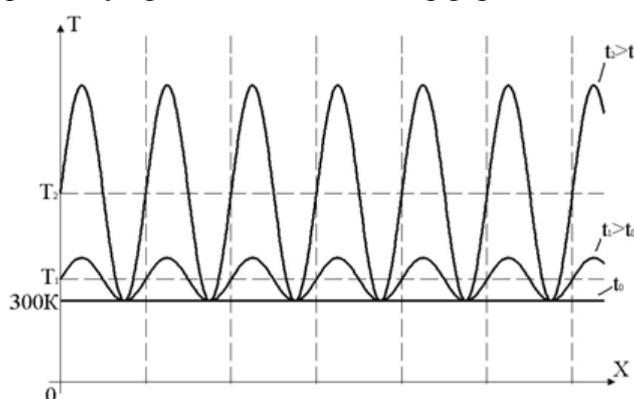


Рис. 6. Динамика температуры при адиабатическом нагреве пучностей.

Локальное стимулирование переключения доменов достигается с помощью температурной решетки, создаваемой интерференционным импульсом. Импульсный характер гетеротермального нагрева является принципиальным и продиктован необходимостью предотвращения растекания тепла из-за механизма теплопроводности (диффузии тепла).

Вторым важным элементом является спадающий характер температурной зависимости коэрцитивного поля сегнетоэлектриков, что иллюстрирует рис. 7. Как видно, с ростом температуры коэрцитивное поле уменьшается, что означает возможность переключения доменов при меньшей напряженности поля, и облегчает переключение спонтанной поляризации в нагреваемой области сегнетоэлектрика.

Полученный характер температурной зависимости коэрцитивного поля наблюдали в ряде важнейших сегнетоэлектрических кристаллов: танталате лития LiTaO_3 , ниобате лития LiNbO_3 , ниобате лития с примесью магния Mg:LiNbO_3 , ниобате бария-стронция $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, цирконате-титанате свинца, титанил-фосфате калия KTiOPo_4 с высоким содержанием калия.

Важно отметить, что термоинтерференционный принцип позволяет осуществлять локальное переключение доменов однородным электрическим полем (с помощью плоскопараллельных электродов) и существенно сокращать время формирования РДС до длительности, соизмеримой с временем переключения поляризации сегнетоэлектрика.

Наибольший эффект термоинтерференционный принцип дает при использовании феномена зародышеобразования доменов на $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика, который

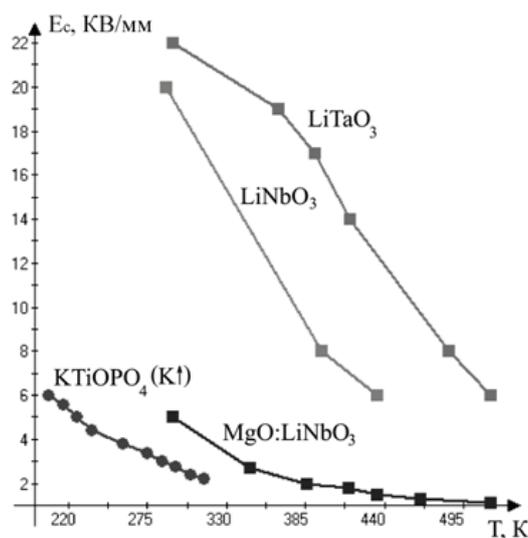


Рис. 7. Температурные зависимости коэрцитивного поля сегнетоэлектриков.

наблюдался независимыми авторами (см., например, [18, 30]). Как уже упоминалось, экспериментально установлено, что процесс переключения поляризации электрическим полем начинается с зародышеобразования доменов именно на $+Z$ -поверхности сегнетоэлектрика, распространяясь по направлению к $-Z$ -поверхности. Эта закономерность позволяет создавать не объемную, а поверхностную температурную решетку, что является менее энергозатратным. Для этого в [45] предложено облучать интерферирующими пучками именно $+Z$ -поверхность сегнетоэлектрика. Данная реализация термоинтерференционного принципа является более экономичной (по затратам волновой энергии) по сравнению с технологией «объемных температурных решеток» (по нашим оценкам, энергия интерференционного импульса уменьшается на два-три порядка).

Очевидно, что при неоднородном распределении интенсивности в сечении волновых пучков (следовательно, различной глубине прорастания доменов) возможно формирование 3D-структур [24]. Кроме того, при использовании волновых пучков с неплоским волновым фронтом возможно формирование аперiodических ФК.

2. Биимпульсная гетеротермальная технология. Импульсная гетеротермальная технология (БИГ-технология) основана на термоинтерференционном принципе и ориентирована на массовое производство сегнетоэлектрических ФК без применения структурированных электродов [24]. БИГ-технология предполагает комбинированное воздействие на монодоменный сегнетоэлектрик двух импульсов: 1) интерференционного импульса с плотностью мощности P_v и 2) импульса однородного электрического поля с напряженностью $E \leq E_c$ (где E_c – коэрцитивное поле сегнетоэлектрика при комнатной температуре). Селективное инвертирование доменов осуществляется с помощью пары однородных плоских электродов, что более технологично.

При воздействии импульса инвертирующего электрического поля необходимо исключить возможное смещение узлов и пучностей интерференционной картины, которое может быть вызвано изменением скорости распространения волн (например, за счет эффекта Поккельса). Это достигается соответствующим выбором формы импульсов и их синхронизацией.

Основные операции (этапы) БИГ-технологии:

- 1) монодоменизация пластины сегнетоэлектрика и маркировка его +Z-поверхности;
- 2) облучение сегнетоэлектрика интерференционным импульсом; создание контрастной температурной решетки; ориентация решетки – вектор решетки перпендикулярен вектору спонтанной поляризации ($\vec{k}_g \perp \vec{P}_s$);
- 3) воздействие однородного электрического поля, приложенного вдоль полярной оси Z сегнетоэлектрика, при этом направление поля должно быть антипараллельно спонтанной поляризации: $\vec{E} \uparrow \downarrow \vec{P}_s$;
- 4) мониторинг процесса прорастания доменов (например, по величине прошедшего через кристалл заряда); отключение электрического поля в момент достижения заданной глубины прорастания доменов, а также с целью предотвращения латерального сращивания доменов.

Легко показать, что для адиабатического нагрева в пучностях необходимо выполнение следующих условий.

Во-первых, длительность интерференционного импульса t_p должна быть много меньше времени релаксации температурной решетки τ_d (времени растекания тепла на расстояние, равное периоду решетки d), т.е.

$$t_p \ll \tau_d = \rho \cdot C_p d^2 / K, \quad (2)$$

где ρ , C_p , K – соответственно, плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность.

Во-вторых, плотность поглощенной мощности интерферирующих волн P_V (в окрестности пучностей), необходимая для образования температурной решетки с перепадом температур ΔT , должна удовлетворять неравенству:

$$P_V \gg K \cdot \Delta T / d^2. \quad (3)$$

Данное выражение для плотности мощности интерференционного импульса не зависит от физической природы волн и применимо и для оптических, и для упругих волн. Из неравенств (2) и (3), полученных для адиабатического нагрева в пучностях, следует, что для формирования РДС с малым периодом d требуются короткие и мощные интерференционные импульсы. Например, для образования температурной решетки с перепадом температур $\Delta T = 5$ К с периодом $d = 7$ μm в кристалле LiNbO_3 потребуется интерференционный импульс длительностью $t_p \ll 30$ μs плотностью мощности $P_V \gg 460$ W/mm^3 .

С учетом (3) и закона Бугера-Ламберта интенсивность интерферирующих волн (поглощаемая скин-слоем), необходимая для адиабатического нагрева окрестности пучностей, должна удовлетворять условию

$$I \gg \frac{K \cdot \Delta T}{\alpha \cdot d^2}, \quad (4)$$

где α – коэффициент поглощения в скин-слое.

Период интерференционной картины, создаваемой двумя пучками с плоским волновым фронтом, равен:

$$d = \lambda / (2 \sin \beta) \text{ для } \varphi = \pi, \quad (5)$$

где λ – длина волны;

β – угол падения;

φ – угол между плоскостями падения лучей.

Суперпозиция трех пучков обеспечивает формирование максимумов интенсивности, расположенных в узлах треугольной решетки (2D-структуры). Минимальное расстояние между максимумами в этом случае определяется следующим выражением:

$$D = (2/3)(\lambda/\sin\beta) \text{ для } \varphi = 2\pi/3. \quad (6)$$

Как отмечалось выше, БИГ-технология предполагает возможность использования и оптических, и упругих волн. Вместе с тем, энергия фотонов на 5-6 порядков больше, чем энергия фононов гиперзвука (при этом длина волны гиперзвука соизмерима с длиной волны света). Поэтому при облучении светом в условиях наложения коэрцитивного поля генерация фотовозбужденных носителей может приводить к электрическому пробоеобразцу и его разрушению. Упругие волны способны создавать интерференционную картину, не вызывая подобных нежелательных эффектов.

Ниже рассматривается метод реализации БИГ-технологии с использованием упругих волн (акустоинтерференционный метод [25–28, 42, 45–49]).

3. Некоторые варианты конструкций оборудования. Рассмотренный далее вариант конструкции [26] позволяет создавать температурную решетку с помощью интерференции упругих волн, падающих из жидкой среды на +Z-поверхность сегнетоэлектрика. Настоящая конструкция позволяет избежать необходимости нанесения какой-либо пленки на сегнетоэлектрик благодаря использованию жидких электродов, создающих однородное электрическое поле.

Рабочий участок технологической установки показан на рис. 8 (электрическая схема не показана). Данный вариант акустоинтерференционного метода получил название «+Z-модификация», так как основан на феномене зародышеобразования доменов на +Z-поверхности сегнетоэлектриков.

В сегнетоэлектрике 1 на участке, прилегающем к интерференционной картине, формируется РДС за счет локального переключения доменов однородным электрическим полем (рис. 8). При этом используется жидкий электрод 6, контактирующий с +Z-поверхностью 9 сегнетоэлектрика. Жидкий электрод 6 (например, водный раствор LiCl) обеспечивает подачу напряжения U_c , осуществляющего локальное переключение поляризации \vec{P}_s под нагретыми областями температурной решетки.

Радиоимпульс $U_{ан}$ подается на вход излучателей 4 продольных акустических волн, интерферирующих в области перекрытия пучков. При этом температурная решетка создается на участке жидкого электрода 6, охваченном интерференционной картиной (коэффициент поглощения звука в водном растворе LiCl значительно превышает таковой в звукопроводе 3). Благодаря непосредственному контакту с +Z-поверхностью, происходит трансляция температурной решетки в зародышеобразующий слой 8 сегнетоэлектрика за счет теплопередачи.

К обеим Z-поверхностям 9 и 13 подключается напряжение U_c для селективной переориентации доменов под нагретыми участками в пучностях интерференционной картины.

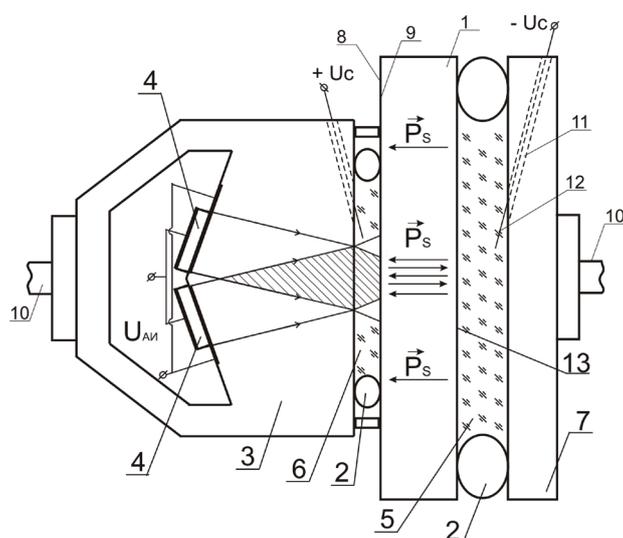


Рис. 8. Рабочий участок технологической установки для создания РДС (обозначения см. в тексте).

При этом для передачи потенциала от электрода 12 к $-Z$ -поверхности через жидкость 5 последняя также должна быть электропроводящей (возможен и такой вариант, как «сегнетоэлектрик на твердой проводящей подложке»).

Звукопровод акустического блока 3 с двумя излучателями 4 изготовлен из материала с малым коэффициентом затухания акустических волн. Составные части схемы прижаты к кристаллу сегнетоэлектрика через уплотнительные кольца 2 (резиновые манжеты) с помощью трубины 10. Для поддержания постоянной толщины жидкого электрода 6 в условиях возможных вибраций конструкции и, следовательно, для обеспечения стабильности интерференционной картины на акустическом блоке 3 предусмотрены ограничительные выступы.

Данная установка предназначена для формирования РДС как в объемных сегнетоэлектриках Z -среза, так и в сегнетоэлектрических Z -ориентированных пленках на твердой проводящей подложке.

Как нам известно, промышленность не выпускает готовые электроакустические блоки с интерферирующими под заданным углом акустическими пучками, поэтому проведение подобных уникальных экспериментов в лабораторных условиях весьма затруднительно. Однако, в рамках инновационного проекта, ориентированного на массовое производство РДС, затраты на изготовление подобных электроакустических блоков могут быть оправданы.

Практический интерес представляет также вариант технологической установки для одновременного воздействия на образец инвертирующего напряжения и поля СВЧ. Данный вариант может быть использован на первом этапе БИГ-технологии для монодоменизации высококоэрцитивных сегнетоэлектриков в условиях нагрева СВЧ-полем (с целью снижения коэрцитивного поля). К высококоэрцитивным сегнетоэлектрикам относятся, например, ниобат и танталат лития, коэрцитивное поле которых весьма велико и составляет $E_c \approx 20 \text{ kV/mm}$. Кроме того, данное техническое решение эффективно при создании РДС акустоинтерференционным методом с параметрическим усилением ультразвука

[47] путем накачки полем СВЧ на удвоенной частоте (рис. 9). Такое усиление позволяет ограничиться радиоимпульсами малой мощности (что предотвращает пробой пьезоизлучателей), формируя при этом мощный ультразвук в звукопроводе. Другие варианты конструкций оборудования и их сравнительный анализ изложены, например, в [23, 46].

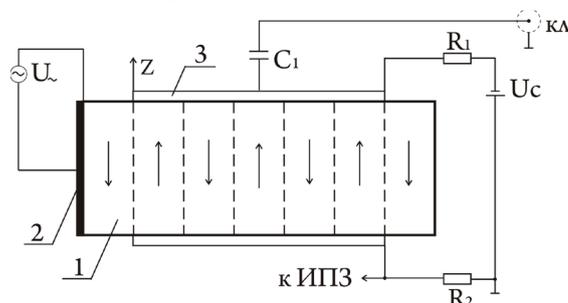


Рис. 9. Электрическая схема переключения поляризации однородным электрическим полем в условиях воздействия поля СВЧ:

1 – сегнетоэлектрик, 2 – пьезоизлучатель, 3 – однородный электрод,

U – генератор радиоимпульса с частотой ультразвука, кл – коаксиальный кабель (от генератора СВЧ удвоенной частоты), ИПЗ – измеритель прошедшего заряда.

4. Модель проектирования технологического оборудования для изготовления РДС по методу «+Z-модификация». В работах [25, 26, 28, 45, 46, 49] описана модель проектирования технологического оборудования для формирования РДС методом «+Z-модификация».

Для обеспечения трансляции температурной решетки с жидкого электрода 6 (рис. 8) на Z-поверхность необходимо, чтобы его толщина δ была много меньше периода РДС ($\delta \ll d$). Пусть $\delta \approx d/8$. Дополнительное условие – выбираем жидкий электрод толщиной, приблизительно равной толщине скин-слоя. В этом случае коэффициент поглощения упругих волн в жидком электроде определяется по формуле

$$\alpha \approx 8/d. \tag{7}$$

Для большинства водных растворов электролитов частотная зависимость коэффициента поглощения акустических волн аппроксимируется квадратичной функцией $\alpha = A \cdot f^2$. Тогда с учетом (7) частота упругих волн

$$f \approx \sqrt{8/dA}. \tag{8}$$

Учитывая (8), а также формулу (5) для периода d интерференционной картины, создаваемой двумя пучками, распространяющимися под углом 2β друг к другу, получим выражение для синуса угла падения β пучков на жидкий электрод

$$\sin \beta \approx v_s A \cdot f / \sqrt{256}, \tag{9}$$

где v_s – скорость упругих волн в звукопроводе акустического блока.

Длина p апертуры каждого пьезоизлучателя (шириной b) определяется по формуле:

$$p \approx a \sqrt{1 - Av_s^2 / (32d)}, \tag{10}$$

где a – длина РДС.

Длина L звукопровода акустического блока определяется по формуле:

$$L \approx \frac{P}{v_s} \sqrt{8d/A}. \quad (11)$$

Длительность интерференционного импульса (для адиабатического нагрева в пучностях) оценивается по следующей формуле

$$t_p \approx 0,1 \cdot d^2 / \chi, \quad (12)$$

где χ – коэффициент температуропроводности сегнетоэлектрика.

Полученное значение t_p корректируется с учетом условия квазигармоничности $t_p \gg 1/f$.

Мощность интерференционного импульса, прошедшая через границу «звукопровод – жидкий электрод», вычисляется с помощью следующего выражения:

$$P_I \approx \frac{\rho_a C_a \chi \Delta T S}{1,6(1-R)d} \left(1 + \frac{8zC\rho}{dC_a\rho_a} \right), \quad (13)$$

где C_a, ρ_a – удельная теплоемкость и плотность жидкого электрода, соответственно;

C, ρ – удельная теплоемкость и плотность сегнетоэлектрика, соответственно;

z – толщина зародышеобразующего слоя сегнетоэлектрика;

R – коэффициент отражения от границы «звукопровод – жидкий электрод»;

ΔT – приращение температуры в температурной решетке;

S – площадь РДС, равная $S = ab$.

Данное выражение учитывает затраты энергии на локальный нагрев жидкого электрода (в пучностях интерференционной картины) и энергозатраты на трансляцию температурной решетки в зародышеобразующий слой сегнетоэлектрика (за счет теплопередачи).

Импульсная мощность P_G генератора СВЧ-колебаний, подаваемых на вход пьезоизлучателей, вычисляется по следующей формуле

$$P_G \approx \frac{P_I \exp(2A_s f^2 L)}{\eta \left[1 - \left(\frac{K_{sw} - 1}{K_{sw} + 1} \right)^2 \right]}, \quad (14)$$

где K_{sw} , η – коэффициент стоячей волны в радиотракте и эффективность преобразования электрической энергии в акустическую, соответственно;

A_s – коэффициент пропорциональности частотной зависимости показателя поглощения упругих волн для звукопровода;

L – длина звукопровода.

Новейшие исследования теплопереноса в пленках и тонких пластинах указывают на существенное уменьшение коэффициента температуропроводности χ при уменьшении

толщины сегнетоэлектрика [50]. Это позволяет создавать «долгоживущие» температурные решетки, что существенно облегчает формирование микро- и нанодоменных структур в пленках и тонких образцах. При моделировании технологического процесса данное явление необходимо учитывать, так как уменьшая толщину образца до оптимального значения, можно добиться существенного снижения интенсивности интерференционного импульса [27], что делает БИГ-технологии менее энергозатратной. В [50] измерены значения коэффициента температуропроводности χ цирконата-титаната свинца (ЦТС) для шести образцов различной толщины $h = 0.4, 2.0, 150, 240, 550, 1000 \mu\text{m}$.

Зависимость интенсивности интерференционного импульса $I_p = P/S$ от толщины h образца ЦТС, полученная в [27] с использованием данных [50], изображена на рис. 10 для трех значений пространственного периода РДС $d = 0.8; 1.2; 5.0 \mu\text{m}$. В расчетах использовались следующие значения параметров: $A \approx 29,9 \cdot 10^{-15} \text{ Np s}^2 / \text{m}$, $v_s = 5,96 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $A_s \approx 0,015 \cdot 10^{-15} \text{ Np s}^2 / \text{m}$, $\chi = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}$, $C = 300 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\rho = 7,6 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, $C_a = 3800 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\rho_a = 1,05 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, $R = 0,5$, $\Delta T = 5 \text{ K}$.

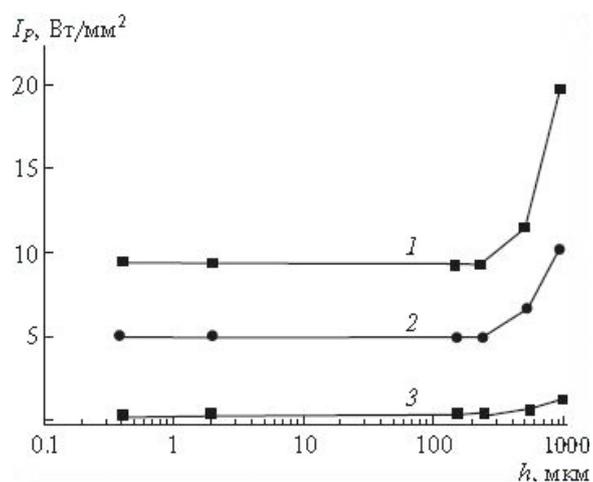


Рис. 10. Зависимость интенсивности интерференционного импульса от толщины образца ЦТС для трех значений периода $d = 0.8$ (1), 1.2 (2) и 5 (3) μm .

Из графика видно, что при формировании РДС в образцах толщиной менее $240 \mu\text{m}$ требуемая интенсивность интерференционного импульса не зависит от толщины образца (для заданного значения периода d). За счет уменьшения толщины от $1000 \mu\text{m}$ до значений $h \leq h_{opt}$ требуемая интенсивность I_p интерференционного импульса уменьшается приблизительно в 2 раза (для всех приведенных значений периода РДС). Уменьшение толщины позволяет снижать интенсивность интерференционного импульса до тех пор, пока не сравняются коэффициенты температуропроводности сегнетоэлектрика χ и иммерсионной жидкости χ_a .

Отметим, что РДС с субмикронным периодом, сформированные в пленках ЦТС, находят применение, например, в акустоэлектронике, в частности, для создания акустических фильтров СВЧ (фононные кристаллы). В экспериментальной работе [13] в пленках ЦТС были сформированы РДС шириной $b = 25 \mu\text{m}$ с пространственным периодом $d = 0.8; 1.2 \mu\text{m}$ с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). Метод, используемый в [13], основан на сканировании зонда АСМ по поверхности сегнетоэлектрика и требует большой продолжительности технологического цикла из-за последовательного характера процесса сканирования.

В таблице представлены оценочные значения параметров, необходимые для формирования методом «+Z-модификация» структур, аналогичных структурам, полученным в [13]. Это следующие технологические параметры: мощность P_I и длительность t_p интерференционного импульса, мощность P_G генератора СВЧ, частота f и длина звукопровода L . Данные таблицы получены для: $N = 20$ (количество периодов РДС), $b = 25 \mu\text{m}$ (ширина РДС), иммерсионная жидкость – водный раствор LiCl ($\chi_a = 0.14 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$), материал звукопровода – кварцевое стекло ($A_s \approx 0.015 \cdot 10^{-15} \text{ s}^2/\text{m}$).

Основные технологические параметры формирования РДС акустоинтерференционным методом в образцах ЦТС толщиной $h \leq 240 \mu\text{m}$

| $d, \mu\text{m}$ | P_p, W | $t_p, \mu\text{s}$ | f, GHz | L, mm | P_G, W |
|------------------|-----------------|--------------------|-----------------|----------------|---|
| 0.8 | 0.0037 | 0.46 | 18.2 | 0.04 | 0.019 ($K_{sw} = 1.4; \eta = 0.3$) |
| 1.2 | 0.0031 | 1.03 | 14.9 | 0.07 | 0.013 ($K_{sw} = 1.3; \eta = 0.4$) |
| 5.0 | 0.0021 | 18.0 | 7.3 | 0.6 | 0.011 ($K_{sw} = 1.2; \eta = 0.5$) |

В таблице для сравнения также представлены параметры, необходимые для формирования РДС с периодом $d = 5.0 \mu\text{m}$. Из таблицы видно, что для формирования РДС, аналогичных структурам, созданным в [13], требуемая мощность P_G генератора СВЧ составляет не более 0.02 W. Полученное значение мощности P_G на порядок меньше мощности серийно выпускаемых промышленностью измерительных генераторов СВЧ.

Оценим продолжительность технологического цикла формирования РДС акустоинтерференционным методом. Время релаксации температурной решетки τ_d (для рассматриваемых значений периода РДС) согласно (2) составляет не менее $\tau_d \approx 2.3 \mu\text{s}$, т.е. превышает время переключения поляризации в ЦТС, которое составляет $\tau_s \approx 0.05 \mu\text{s}$. Следовательно, температурная решетка сохраняется на протяжении всего переключающего импульса. При этом продолжительность технологического цикла весьма мала и составляет не более $t_c = t_p + t_s \approx 18 \mu\text{s}$.

Отметим, что при заданном периоде d возможно уменьшение несущей частоты f , как следует из (8), за счет увеличения коэффициента A жидкого электрода (путем выбора соответствующего раствора электролита, концентрации растворенного вещества и рабочей температуры). Задача выбора частоты детально исследуется в [28].

Заключение

Результаты, достигнутые в области технологии создания фотонных и фононных кристаллов за последние годы, способствуют более широкому использованию доменных сегнетоэлектрических структур в оптоэлектронике, интегральной и нелинейной оптике, информационной технике, а также в акустоэлектронике СВЧ-диапазона.

В этой связи важное практическое значение имеет разработка БИГ-технологии, позволяющей создавать РДС без применения структурированных электродов с помощью однородного электрического поля и ориентированной на массовое производство 1D, 2D и 3D микро- и нанодоменных структур. Данная технология позволяет создавать как пе-

риодические, так и квазипериодические структуры в таких сегнетоэлектриках, как, например, LiNbO_3 , KTiOPO_4 , RbTiOPO_4 , $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, ЦТС. По сравнению с «базовым» методом, использующим структурированные электроды, продолжительность технологического цикла сокращается до значений, соизмеримых с временем переключения поляризации сегнетоэлектрика (от долей микросекунд до сотен миллисекунд в зависимости от конкретного сегнетоэлектрика и значения периода).

«+Z-модификация» БИГ-технологии позволяет создавать РДС не только в «прозрачных», но и в оптически или акустически непрозрачных сегнетоэлектриках. Кроме того, «+Z-модификация» является менее энергозатратной по сравнению с вариантами, использующими объемные температурные решетки. В случае использования жидких электродов БИГ-технология не только не требует применения структурированных электродов, но и не предполагает нанесения какой-либо пленки на каждый образец сегнетоэлектрика, существенно упрощая технологию.

Использование новейших данных о теплопереносе в пленках и тонких образцах показало, что, уменьшая толщину сегнетоэлектрика до оптимального значения, можно создавать «долгоживущие» температурные решетки и существенно снижать интенсивность интерференционного импульса.

Использование БИГ-технологии, ориентированной на массовое производство РДС-устройств, дает возможность экономии ресурсов, что является важной задачей в условиях обостряющегося мирового энергетического кризиса.

Литература:

1. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства / Под ред. чл.-корр. РАН А.С. Сигова. М.: Энергоатомиздат, 2011. 174 с.
2. Kitaeva G.K., Kovalev S.P., Naumova I.I., Tuchak A.N., Yakunin P.V., Huang Y.C., Mishina E.D., Sigov A.S. Terahertz wave generation in periodically poled lithium niobate crystals fabricated using two alternative techniques // *Laser Physics Lett.* 2013. V. 10. № 5. P. 055404 (6 pp).
3. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. *Photonic Crystals*. Princeton: Princeton University Press, 1995. 137 p.
4. Berger V. Nonlinear photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. № 19. P. 4136–4142.
5. Volk T.R., Kokhanchik L.S., Gainutdinov R.V., Bodnarchuk Ya.V., Chen Feng. Electron-beam domain patterning on the nonpolar surfaces of lithium niobate crystals // *Ferroelectrics*. 2016. V. 500. P. 129–140.
6. Ковалев С.П., Китаева Г.Х., Ильин Н.А., Мишина Е.Д., Пенин А.Н., Сигов А.С. Нелинейно-оптическое детектирование терагерцевого излучения в периодически поляризованных кристаллах // *Вестник МГУ. Сер. 3: Физика. Астрономия*. 2011. № 1. С. 12–18.
7. Мишина Е.Д., Шерстюк Н.Э., Зайцев А.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Переключаемый нелинейный двумерный сегнетоэлектрический фотонный кристалл // *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2007. Т. 71. Вып. 10. С. 1424–1427.
8. Mishina E., Zaitsev A., Ilyin N., Sherstyuk N., Sigov A., Golovko Yu., Mухortov V., Kolesnikov A., Lozovik Yu., Yemtsova M., Rasing Th. Switchable nonlinear metalloferroelectric photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 041107-3.

9. Горелик В.С. Оптика глобулярных фотонных кристаллов // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 5. С. 409–421.
10. Shur V.Ya., Akhmatkhanov A.R., Baturin I.S. Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604-22.
11. Леванюк А.П., Misirlioglu I.B., Мишина Е.Д., Сигов А.С. Эффекты деполяризующего поля в перфорированной пленке двухосного сегнетоэлектрика // ФТТ. 2012. № 11. С. 2109–2119.
12. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И. Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах // УФН. 2000. Т. 170. С. 697–724.
13. Kumar A.K. Sarin, Paruch P., Triscone J. High-frequency surface acoustic wave device based on thin-film piezoelectric interdigital transducers // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 1757–1759.
14. Gnewuch H., Pannel C.N., Ross G.W. Nanosecond response of Bragg deflectors in periodically poled LiNbO₃ // IEEE Phot. Technol. Lett. 1998. V. 10. P. 1730–1737.
15. Volk T.R., Simagina L.V, Gainutdinov R.V., Tolstikhina A.L., Ivleva L.I. Ferroelectric microdomains and microdomain arrays recorded in strontium–barium niobate crystals in the field of atomic force microscope // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 042010-8.
16. Chin Y., Gopalan V. // J. Lightwave Technol. 1999. V. 17. № 3. P. 462–469.
17. Kitaeva G.Kh. Visible and infrared dispersion of the refractive indices in periodically poled and single domain Nd:Mg:LiNbO₃ crystals // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 043841-4.
18. Yamada M., Nada N., Saitoh M., Watanabe K. First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. № 5. P. 435–439.
19. Дмитриев В.Г., Юрьев Ю.В. Некоторые особенности генерации второй гармоники в кристаллах с регулярной доменной структурой // Лазерные новости / Laser News. 1999. С. 23–38.
20. Myers L.E., Eckardt R.C., Fejer M.M., Byer R.L., Bosenberg W.R., Pierce J.W. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃ // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V. 12. № 11. P. 2102–2116.
21. Beckmann T., Linnenbank H., Sturman B., Sturman B., Haertle D., Buse K., Breunig I. Highly tunable low-threshold optical parametric oscillation in radially poled whispering gallery resonators // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 143903-4.
22. Krutov V.V., Zasovin E.A., Mikhalevich V.G., Shchuka A.A. Formation of concentric rings of antiparallel domains in the nonlinear-optical ferroelectrics in the presence of an HF field // Laser Physics. 2007. V. 17. № 12. P. 1441–1444.
23. Krutov V.V., Zasovin E.A., Mikhalevich V.G., Sigov A.S., Shchuka A.A. Formation of photon ferroelectric crystals with the use of quasi-standing acoustic waves // J. Communications Technology and Electronics. 2010. V. 55. № 9. P. 1035–1043.
24. Krutov V.V., Zasovin E.A., Mikhalevich V.G., Sigov A.S., Shchuka A.A. Double pulse heterothermal technology for the formation of domain structures in ferroelectrics // Phys. Solid State. 2012. V. 54. № 5. P. 965–967.
25. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А., Косинов А.А. Технологические параметры формирования сегнетоэлектрических микро- и нанодоменных структур акустоинтерфе-

рениционным методом // Междунар. научно-техн. конф. «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC–2013), 2–6 декабря 2013 г. М.: МИРЭА. Ч.1. С. 139–142.

26. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Quick formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectrics by microwave ultrasound interference // *Ferroelectrics*. 2015. V. 476. Is. 1. P. 69–75.

27. Krutov V.V., Sigov A.S., Shchuka A.A. Formation of micro- and nanodomain structures in ferroelectric films by interfering hypersound // *Doklady Physics*. 2016. V. 61. № 7. P. 332–334.

28. Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А. Создание микро- и нанодоменных структур в сегнетоэлектриках с использованием упругих волн. Конструктивная дилемма рабочих частот // Междунар. научно-техн. конф. «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC–2016), 21–25 ноября 2016 г. М.: МИРЭА. Ч. 1. С. 10–14.

29. Fujimura M., Sohmura T., Suhara T. Fabrication of domain-inverted gratings in MgO:LiNbO₃ by applying voltage under ultraviolet irradiation through photomask at room temperature // *Electron. Lett.* 2003. V. 39. P. 719–721.

30. Kintaka K., Fujimura M., Suhara T., Nishihara H. Fabrication of ferroelectric-domain-inverted gratings in LiNbO₃ by applying voltage using etched-Si stamper electrode // *Electron. Lett.* 1998. V. 34. № 9. P. 880–882.

31. Ito H., Takyu C., Inaba H. Fabrication of periodic domain grating in LiNbO₃ by electron beam writing for application of nonlinear optical processes // *Electron. Lett.* 1991. V. 27. P. 1211–1213.

32. Коханчик Л.С., Иржак Д.В. Формирование РДС и особенности переключения спонтанной поляризации в кристаллах LiTaO₃ при дискретном облучении электронами // *ФТТ*. 2010. Т. 52. № 2. С. 285–289.

33. Dierolf V., Sandmann C. Direct-write method for domain inversion patterns in LiNbO₃ // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. № 20. P. 3987–3990.

34. Шур В.Я., Кузнецов Д.К., Пелегов Д.В., Пелегова Е.В., Осипов В.В., Иванов М.Г. Поверхностные самоподобные нанодоменные структуры, индуцированные лазерным облучением в ниобате лития // *ФТТ*. 2008. Т. 50. № 4. С. 689–695.

35. Shur V.Ya., Shishkin E.I., Nikolaeva E.V., Nebogatikov M.S., Alikin D.O., Zelenovskiy P.S., Sarmanova M.F., Dolbilov M.A. Study of nanoscale domain structure formation using Raman confocal microscopy // *Ferroelectrics*. 2010. V. 398. Is. 1. P. 91–97.

36. Антипов В.В., Блистанов А.А., Сорокин Н.Г., Чижиков С.И. Формирование регулярной доменной структуры в сегнетоэлектриках LiNbO₃ и LiTaO₃ вблизи фазового перехода // *Кристаллография*. 1985. Т. 30. № 4. С. 734–739.

37. Коханчик Л.С., Бородин М.В., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Щербина В.В., Волк Т.Р. Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LNbO₃ и планарных волноводах Ti : LiNbO₃ Y-ориентации // *ФТТ*. 2010. Т. 52. № 8. С. 1602–1609.

38. Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю., Наумова И.И., Фирсов В.В. Квазисинхронное самоудвоение частоты в лазере на Nd:Mg:LiNbO₃ с регулярной доменной структурой // *Квантовая электроника*. 1999. Т. 29. № 2. С. 95–101.

39. Евланова Н.Ф., Наумова И.И. Периодические доменные структуры в кристаллах LiNbO₃:Y, выращенных методом Чохральского // *ФТТ*. 2000. Т. 42. № 9. С. 1678–1681.

40. Моро У. Микролитография. Принципы, методы, материалы: в 2-х ч. М.: Мир, 1990. 630 с.
41. Вейко В.П. Лазерная литография // Итоги науки и техники. Физические основы лазерной и пучковой технологии. Т. 3. М.: ВИНТИ, 1989. С. 40–56.
42. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. Термоинтерференционный принцип формирования регулярных доменных структур в сегнетоэлектриках // Радиотехника. 2007. № 9. С. 5–10.
43. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. Биимпульсная гетеротермальная технология формирования доменных структур // XIX Всерос. конф. по физике сегнетоэлектриков (ВКС – XIX). Москва, 20–23 июня 2011 г. Сб. тезисов. С. 225.
44. Крутов В.В., Михалевич В.Г., Щука А.А. Создание нанодоменных периодических структур в сегнетоэлектриках на интерферирующих оптических волнах // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 3. С. 71–73.
45. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. [и др.] Формирование фотонных сегнетоэлектрических кристаллов с помощью интерференции упругих волн на +Z-поверхности // Материалы XIV Междунар. научно-техн. конф. «Высокие технологии в промышленности России». Москва, 11–13 сент. 2008 г. М.: ЦНИТИ «Техномаш». С. 133–145.
46. Крутов В.В. Образование регулярных доменных структур при воздействии упругих волн на поверхность сегнетоэлектрика // Нелинейный мир. 2012. № 3. С. 137–146.
47. Krutov V.V. Formation of photonic crystals using elastic waves amplified by the double frequency electromagnetic field // Physics of Wave Phenomena. 2010. V. 18. № 3. P. 167–171.
48. Krutov V.V., Mikhalevich V.G., Sigov A.A., Shchuka A.A., Zasovin E.A. Periodical poling in ferroelectrics on temperature grids in presence of acoustic waves // The Third Int. Symp. «Micro- and nano-scale domain structuring in ferroelectrics», Ural State University, Ekaterinburg, Russia, September 13–18, 2009. P. 88–89.
49. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. Акусто-интерференционный метод формирования фотонных сегнетоэлектрических кристаллов (+Z-модификация) // Материалы Междунар. конф. «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного и оптоэлектронного приборостроения» (INTERMATIC–2009). Москва, 5–7 декабря 2009 г. М.: МИРЭА, 2009. С. 109–112.
50. Malyshkina O.V., Movchikova A.A., Kalugina O.N., Daineko A.V. Determination of thermal diffusivity coefficient of thin films by thermal square wave method // Ferroelectrics. 2011. V. 424. P. 28–35.