

А.В. Голенищев-Кутузов
В.А. Голенищев-Кутузов
Р.И. Калимуллин

**ИНДУЦИРОВАННЫЕ
ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ
В ЭЛЕКТРО- И МАГНИТО-
УПОРЯДОЧЕННЫХ
ВЕЩЕСТВАХ**

**ИНДУЦИРОВАННЫЕ
ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ
В ЭЛЕКТРО- И МАГНИТО-
УПОРЯДОЧЕННЫХ
ВЕЩЕСТВАХ**

Список основных обозначений

a	— постоянная кристаллической решетки
b_{ijk}	— тензор магнитоупругости
c_{ijkl}	— тензор упругой жесткости (модуль упругости)
C	— ось поляризации
d	— размер домена
D	— период доменной структуры (сверхрешетки)
E	— напряженность внешнего электрического поля
E_d	— напряженность поля пространственного заряда
E_c	— коэрцитивное поле
e_{ijk}	— тензор пьезоэлектрического модуля
f	— частота
H	— напряженность постоянного магнитного поля
k	— волновой вектор
K	— коэффициент электромеханической связи
L	— длина
M	— намагниченность, коэффициент преобразования электрической энергии в акустическую
n	— показатель преломления
N	— концентрация центров (ионов)
P	— поляризуемость
q	— заряд электрона
r_{ijk}	— тензор линейного электрооптического эффекта
R	— коэффициент отражения
T	— коэффициент прохождения; температура
T_C	— температура Кюри
u_{ij}	— тензор упругих деформаций
V	— скорость акустических волн
W	— энергия
χ	— диэлектрическая восприимчивость
ϵ_{ij}	— тензор диэлектрической проницаемости
λ	— длина волны
μ	— магнитная проницаемость
ρ	— плотность электрических зарядов
σ_{ij}	— тензор упругих напряжений
ω	— угловая частота

МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ДОМЕНОВ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Спонтанно возникшая доменная структура в сегнетоэлектриках или магнетиках, как правило, является равновесной и соответствует минимуму энергии кристалла. Во внешнем поле происходит изменение доменной структуры за счет роста доменов, ориентированных вдоль поля. При некотором критическом значении напряженности поля тело переходит в монодоменное состояние. Полевая эволюция доменной структуры лежит в основе большинства методов формирования доменов и доменных структур заданных параметров.

1.1. Формирование сегнетоэлектрических доменов в электрических полях

Как известно [66], образование 180° -ных доменов в оксидных сегнетоэлектриках связано с нецентросимметричным расположением ионов металлов (например, Li и Nb для ниобата лития) относительно подрешетки анионов кислорода, причем направление смещения катионов определяет направление вектора поляризации в домене (рис. 1.1). Таким образом, переполяризация возникает при смещении ионов из одного нецентросимметричного положения вдоль оси спонтанной поляризации в другое нецентросимметричное положение. Поэтому все известные к настоящему времени методы по процессу переполяризации можно разделить на две группы: использующие внешние электрические поля и использующие градиенты внутренних электрических полей.

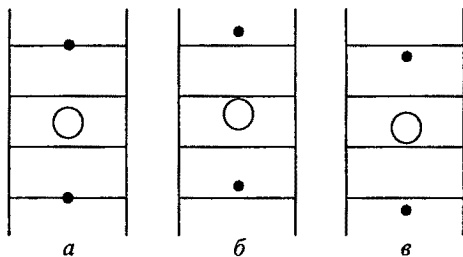


Рис. 1.1. Фрагмент структуры монокристалла ниобата лития: *а* — парафаза; *б* — положительный домен; *в* — отрицательный домен; \bigcirc — ионы ниобия; \bullet — ионы лития

1.1.1. Приложение внешних полей

Исследование поведения сегнетоэлектриков в сильных электрических полях началось еще в 1950-е годы, когда была обнаружена электрически индуцированная поляризация в титанате бария [67]. Затем [68] по скачкам Баркгаузена было обнаружено изменение направления поляризации в монокристаллах ниобата лития, причем напряженность поля, необходимого для переполяризации, снижалась от 10^6 В/см при комнатной температуре до 10^4 В/см при $T = 150^\circ\text{C}$. В более поздних работах с помощью приложения электрических полей были получены протяженные ПДС с размерами доменов в несколько микронметров [69–72].

Методика формирования ПДС состояла в предварительном нанесении системы полосовых электродов на поверхности тонких образцов (толщина $d < 1$ мм), перпендикулярных осям поляризации C (рис. 1.2) [69]. Тогда при приложении к

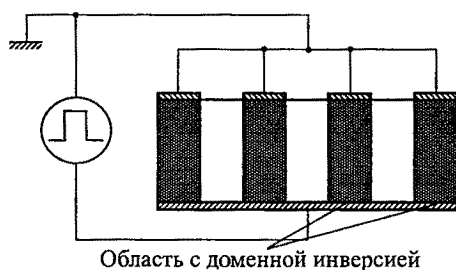


Рис. 1.2. Формирование ПДС в импульсном электрическом поле

образом ПДС были получены в кристаллах ниобата и танталата лития, титаната бария. Поскольку для переполяризации таких жестких структур, как ниобат и танталат лития, при комнатной температуре необходимы поля с $E \sim 10^6$ В/см, в ряде работ переполяризация была осуществлена при более низких полях за счет нагревания кристаллов, в частности импульсами лазера [71]. Однако наиболее эффективным является способ приложения к системе электродов импульсов электрического поля. Как установлено в ходе экспериментов [67, 70] (рис. 1.3), время переполяризации t_s в зависимости от напряженности электрического поля E , превышающего коэрцитивное поле E_c , находится по одной из следующих формул:

$$t_s \sim \exp [-\alpha(T) E] \quad (1.1)$$

(для низких значений E) или

$$t_s \sim \frac{\beta(T)}{E - E_c} \quad (1.2)$$

(для высоких значений E), где $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ — коэффициенты, определяемые температурой, при которой происходит переполяризация.

Минимальные размеры доменов типа «голова к хвосту», создаваемых приложением импульсных электрических полей перпендикулярно полю спонтанной поляризации, составляют порядка 2–10 мкм в пластинах толщиной до 0,5 мм. Эти размеры определяются возможностями создания системы металлических электродов способами, ранее разработанными для встречно-штыревых преобразователей поверхностных акустических волн (ПАВ). Основная трудность для высококоэрцитивных материалов, состоявшая в возможности электрического пробоя между электродами в приложенном поле, была преодолена использованием жидких электролитических контактов [73].

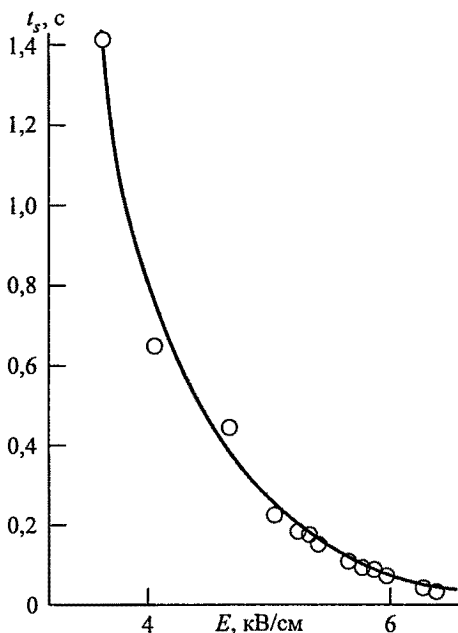


Рис. 1.3. Зависимость времени переполяризации монокристалла ниобата лития от приложенного внешнего электрического поля

1.1.2. Образование ПДС во внутренних полях

Первые регулярные доменные структуры были получены в процессе обычных технологических операций по созданию монокристаллических образцов: непосредственно в процессе выращивания по методу Чохральского или термической послеростовой обработки. Подробная история создания доменных структур изложена в обзоре Александровского [31]. В первом методе доменная структура формировалась при охлаждении до температуры Кюри (T_C) расплава, содержащего пространственные градиенты концентрации примесных ионов (например, иттрия) [32, 74],

причем период структуры определялся градиентным распределением примеси. Во втором методе для создания области с инвертированной поляризацией одновременно с нагревом до температур, близких к T_C , осуществлялась диффузия ионов титана или протонов в кристалл, или, наоборот, диффузия ионов кислорода или ионов, образующих решетку, из кристалла [48, 75].

В какой-то мере близким к рассмотренному выше является способ создания ПДС с помощью сканирования поверхности сегнетоэлектрика узким электронным пучком [76]. Для создания доменов микронного размера использовался пучок сканирующего электронного микроскопа.

Общим для этих методов является возникновение большого количества свободных электронов, которые формируют область пространственного заряда. Образующееся при этом электрическое поле, направленное навстречу полю спонтанной поляризации, ответственно за инверсию поляризации, особенно при высоких температурах.

Микроскопическая модель образования свободных электронов наиболее полно разработана для LiNbO_3 и основана на диффузии ионов кислорода и лития из кристалла при высоких температурах [41]. При этом возникающие вакансии замещаются либо структурными ионами ниобия, либо примесными ионами (иттрий, титан и др.). В обоих случаях различие в зарядовых состояниях диффундировавших ионов по отношению к структурным или примесным ионам приводит к генерации свободных электронов из вакансионных центров, которые создают зарядовую компенсацию процесса вышеуказанного замещения. Электроны, высокая концентрация которых располагается вблизи поверхности, будут затем диффундировать в глубь кристалла, формируя поле пространственного заряда E_d . При двухсторонней диффузии поле E_d будет антипараллельно полю спонтанной поляризации вблизи $+C$ полярной поверхности, где и происходит переключение поляризации.

Величину созданного свободными электронами электрического поля можно представить в виде

$$E_d = \frac{K_B T}{q} \left(\frac{\Delta N}{N} + n \right), \quad (1.3)$$

где K_B — постоянная Больцмана; q — заряд носителей; N — градиент заряженных центров N вдоль оси поляризации; n — концентрация электронов.

Качественные оценки значений E_d , выполненные на основе экспериментальных данных по профилю концентраций N

в ниобате лития, показали [63], что индуцированные электрические поля при температуре 1100 °С могут достигать значений 200–300 В/см, что вполне достаточно для переполяризации сегнетоэлектриков даже с большим коэрцитивным полем. Например, для LiNbO_3 при такой температуре поле переполяризации составляет всего 5 В/см [41]. Глубина созданных такими способами инвертированных доменов может достигать 500 мкм. Подобная модель справедлива и для других оксидных сегнетоэлектриков.

1.2. Оптически индуцированные домены и ПДС

В 1966 г. исследователи лаборатории фирмы «Белл» [77] обнаружили возникновение оптически индуцированной неоднородности показателя преломления в кристаллах ниобата и тантала лития. Этот эффект, вначале получивший название оптического повреждения (*optical damage*), затем был переименован в фоторефрактивный эффект (ФРЭ). В последующие годы фоторефрактивный эффект был обнаружен и в значительном числе других оксидных кристаллов, обладавших электрооптическим эффектом, например, в BaTiO_3 , $\text{Bi}_{12}(\text{Si,Ti,Ge})\text{O}_{20}$, KNbO_3 и ряде других [78–80].

Фоторефрактивный эффект в динамике своего развития проходит через несколько стадий. Вначале пространственно неоднородный лазерный пучок (обычно в виде круга или полосы) возбуждает неподвижные носители заряда. Их энергетические уровни расположены в запрещенной зоне диэлектрика (рис. 1.4), так что для возбуждения достаточно энергии пучка видимого диапазона. Такими носителями заряда могут быть примесные парамагнитные ионы или структурные центры (дефектные центры). Общим для них является то, что ионы обладают переменной валентностью, которая может изменяться при внешних воздействиях (термическом или оптическом). Вследствие этого они могут быть как донорными, так и акцепторными центрами.

На следующем этапе фотовозбужденные электроны (или дырки) начинают мигрировать из освещенной области в неосвещенную, т. е. возникает перенос фотоиндуцированных свободных носителей. Этот процесс переноса может осуществляться посредством трех механизмов: диффузии за счет градиента концентрации свободных носителей, дрейфа в приложенном электрическом поле и дрейфа во внутреннем поле, вследствие фотовольтаического эффекта. Вследствие переноса свободных носителей процессы возбуждения электронов (дырок) и

процессы их рекомбинации пространственно разделяются. Соответственно происходит пространственное перераспределение концентраций неподвижных носителей заряда, что приводит к нарушению первоначальной зарядовой компенсации. В результате возникает поле пространственно перераспределенных зарядов.

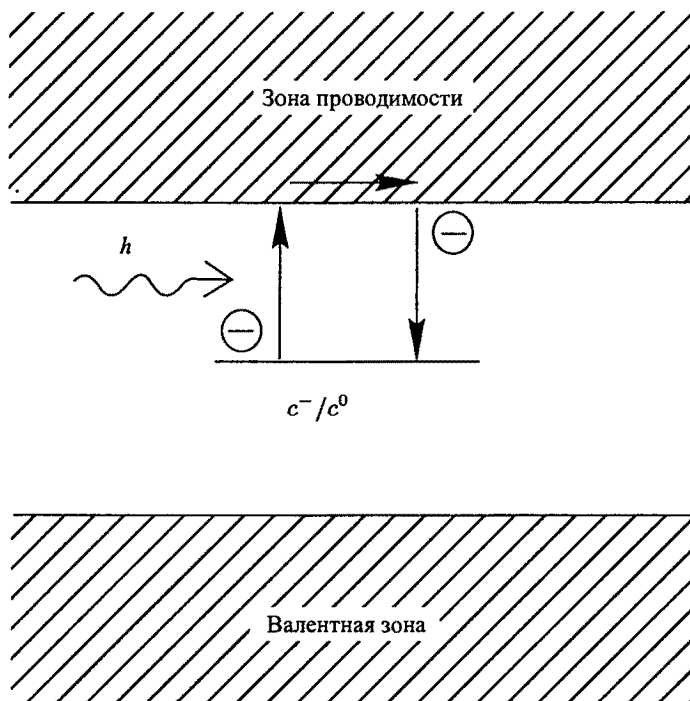


Рис. 1.4. Обобщенная модель фоторефрактивного эффекта

Именно это поле E_d посредством электрооптического эффекта создает локальное изменение показателя преломления n [27, 28]:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n_0^3 r E_d, \quad (1.4)$$

где n_0 — показатель преломления обыкновенного луча; r — соответствующий направлению распространения и поляризации оптического пучка электрооптический коэффициент.

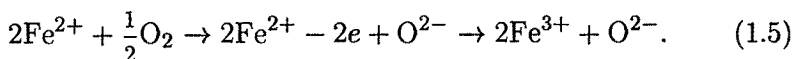
ФРЭ наблюдался во всем видимом оптическом диапазоне (0,3–0,8 мкм) и даже в ближайшем инфракрасном диапазоне для ряда кристаллов [78, 79].

В беспримесных (номинально чистых) кристаллах, в которых концентрация примесных ионов не превышает 10^{17} – 10^{18} см $^{-3}$,

значения фотоиндуцированного изменения показателя преломления n не превышают 10^{-5} – 10^{-4} , что соответствует значениям фотоиндуцированных полей $E_d \sim 10^3$ – 10^4 В/см. Максимум в значениях n и E_d наблюдается в диапазоне длин волн облучения 500–800 нм, что объясняется фотовозбуждением близко расположенных ко дну зоны проводимости структурных центров [81]. Для ниобата лития такими центрами являются ионы ниобия, замещающие ионы лития (Nb_{Li}) (рис. 1.5). Ионы $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$ являются донорами для электронов, а ионы $\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}$ — их акцепторами [82].

С увеличением общей концентрации примесных ионов до 10^{19} – 10^{20} см $^{-3}$ и достижением соотношения между концентрациями донорных и акцепторных центров величины около 0,1–0,4 значения Δn резко возрастают на один–два порядка по сравнению

с номинально чистыми образцами. Максимум значений Δn и E_d смещается в сторону более коротких (300–500 нм) длин волн облучения [82]. Так, для ниобата лития наиболее активными примесными ионами являются двух- и трехвалентные ионы железа, причем ионы Fe^{2+} являются донорами для электронов, а ионы Fe^{3+} — их акцепторами [78]. Соотношения концентраций ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} можно изменять путем термического отжига [83]. При окислительном отжиге в диапазоне температур $T = 450$ – 600 °C большинство ионов железа переходит в трехвалентное состояние:



Наоборот, восстановительный отжиг в вакууме или гелии при тех же температурах может создавать относительную концентрацию ионов Fe^{2+} до 90 %:

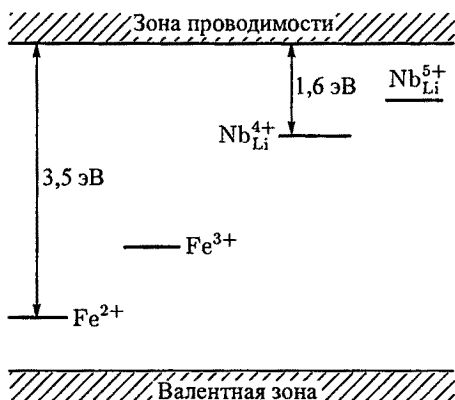
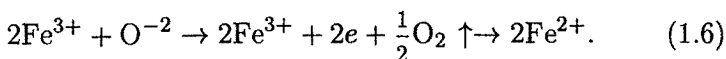


Рис. 1.5. Схема энергетических уровней примесных и структурных центров в ниобате лития

При оптическом возбуждении осуществляется следующая фотохимическая реакция:



где f — частота; h — постоянная Планка.

Рекомбинационный процесс происходит в обратном порядке:



Максимальные значения Δn и E_d для ниобата лития с общей концентрацией ионов железа порядка 10^{20} см^{-3} и отношением концентрации ионов Fe^{2+} к концентрации Fe^{3+} порядка 0,2 составляют: $\Delta n \sim 10^{-3}$ – $3 \cdot 10^{-3}$ и $E_d \sim 10^5$ – $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ [78, 82]. Эти значения были получены при облучении кристалла пучком аргонного лазера ($\sim 488 \text{ нм}$) с плотностью мощности 10^3 Вт/см^2 . Следует отметить, что повышение концентрации ионов железа выше 10^{19} см^{-3} приводит к значительному повышению оптического поглощения и возможности необратимого оптического пробоя. По-видимому, значения $E_d \sim 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ являются предельными из-за возникновения внутреннего электрического пробоя.

Значения фотоиндуцированных изменений показателя преломления и электрического поля в отсутствие внешних воздействий (резкое изменение температуры, повторное оптическое облучение) сохраняются практически постоянными в течение долгого времени (до многих часов и даже месяцев). В то же время наведенное оптическим облучением Δn может быть «стерто» последующим оптическим или рентгеновским облучением, а также нагреванием образца до 200 – 250°C .

Вскоре после обнаружения в ряде сегнетоэлектриков оптически индуцированного изменения показателя преломления были созданы так называемые фоторефрактивные или, по-другому, голографические решетки [78, 79]. Они формируются при облучении поверхности кристалла двумя интерферирующими оптическими пучками и состоят из чередующихся полос, отличающихся градиентами электрических полей и, вследствие электрооптического эффекта, градиентами показателя преломления. Фотоиндуцированные поля, особенно в кристаллах, содержащих примесные ионы с переменной валентностью, могут достигать значений до 210^5 В/см и создавать наведенные изменения показателя преломления до 10^{-3} . Однако голографические решетки пока нашли ограниченное применение для преобразования оптических и акустических волн [79, 84] и записи информации в оптической или акустической форме [81, 85]. Главным их недостатком является уже упомянутая легкая стираемость

при повторном оптическом облучении или нагреве. Поэтому были разработаны способы фиксации решеток и голограмм на их основе. Поскольку при фиксации использовался режим оптического облучения в диапазоне температур 120–150 °С, а напряженность индуцированных полей достигала значений 10^4 – 10^5 В/см, то в ряде экспериментов [86], по-видимому, были получены отдельные оптически индуцированные домены. Феноменологически образование инвертированных доменов объяснялось таким образом, что поле примесных ионов, созданное вследствие пространственного перемещения фотовозбужденных электронов, создает новую ориентацию полярных комплексов, приводящую к локальной переполаризации ранее монокристаллического образца. На возникновение доменов указывалось и в работе [87], где одновременно с оптическим облучением кристаллов $\text{SrBaNb}_2\text{O}_6$ и BaTiO_3 к последним прикладывалось электрическое поле, встречное полю спонтанной поляризации. Только отсутствие надежных методик обнаружения доменов не позволило с высокой степенью достоверности подтвердить ранние экспериментальные факты.

Убедительные доказательства возникновения оптически возбужденных доменов и доменных структур в сегнетоэлектриках были получены значительно позднее [88–91]. Первые ПДС были получены в кристаллах титаната бария [89], которые облучались двумя интерферирующими лазерными пучками (с длиной волны $\lambda = 488$ нм) с одновременным приложением поля с напряженностью ниже коэрцитивного поля. В результате была создана ПДС с размерами доменов порядка 20–25 мкм, соответствующими периоду интерференционной оптической структуры. Размеры доменов и совершенство полученной структуры были подтверждены успешной генерацией второй лазерной гармоники [92]. Подобным лазерноэлектрическим способом ПДС была сформирована в монокристалле $\text{Sr}_{0,25}\text{Ba}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ [90].

Процесс формирования инвертированных доменов может быть объяснен при использовании модели компенсации поля фотовозбужденных зарядов полями доменных границ [91]. Во время фотовозбуждения заряды, локализованные на примесных или решеточных ионах, дрейфуют в приложенном поле E и рекомбинируют на других ионах, создавая пространственное зарядовое перераспределение (рис. 1.6)

$$\rho_d(E) = \rho_0(E) \sin \frac{2\pi z}{D}, \quad (1.9)$$

где ρ_0 — плотность заряда, зависящая от состояния ионов и напряженности приложенного поля; z — расстояние вдоль оси поляризации, D — период интерференционных полос.

Это зарядовое распределение создает поле пространственно-го заряда E_d . Когда суммарное поле $E_d + E$ достигает величины поля переполяризации E_c , начинается процесс образования центров доменов с инверсной поляризацией. По мере коалесценции

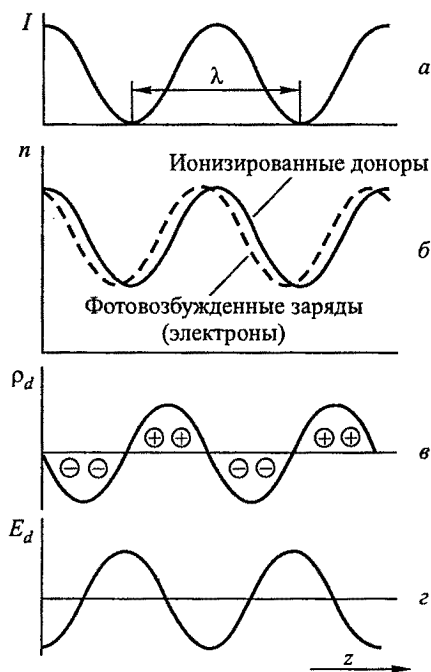


Рис. 1.6. Пространственное распределение интенсивности оптического пучка (а), фотовозбужденных зарядов (б), заряженных центров (в) и электрического поля зарядов (г)

зарядов, так что в полидоменном образце происходит почти полная компенсация свободных зарядов граничными зарядами:

$$\rho_b(k) = -\sigma \rho_d(k), \quad (1.10)$$

где σ — степень компенсации; $\sigma < 1$.

Установлено, что при образовании доменной структуры в кристаллах титаната бария σ достигает значения порядка 0,8–0,9.

Необходимость приложения электрического поля в кристаллах с высокой проводимостью в основном определяется механизмом переноса фотовозбужденных зарядов. В высокоомных сегнетоэлектриках типа ниобата лития основным является не дрейфовый, а фотогальванический механизм, не требующий до-

первичных доменов в макродомены с инвертированной поляризацией происходит образование доменных границ с созданием граничных зарядов с плотностью ρ_b , которую можно определить как $\rho_b = \Delta P_s$, где P_s — спонтанная поляризация. В монодоменном кристалле $\Delta P_s = 0$, поскольку спонтанная поляризация однородна. В полидоменном кристалле значение P_s изменяется скачкообразно от одного домена к другому.

Ориентация доменных стенок в процессе нуклеации и коалесценции зависит от взаимодействия между возникающей доменной структурой и вектором поля пространственных зарядов E_d . Предполагается, что устойчивое состояние граничных зарядов пространственно следует за распределением свободных

полнительного внешнего поля. Поэтому в принципе инверсия спонтанной поляризации может быть осуществлена только за счет фотоиндуцированного поля E_d . Это предположение нашло экспериментальное подтверждение после обнаружения инверсных микродоменов, расположенных в виде игл вдоль оси поляризации в результате облучения поверхности ниобата лития лазерным пучком [93]. Макродомены были получены в монокристалле $\text{LiNbO}_3:10^{-2}$ ат. % Fe под действием только лазерного воздействия с $\lambda = 0,53$ мкм при 150°C [94]. Необходимость повышения температуры была связана с понижением E_c от 10^6 В/см при $T \sim 20^\circ\text{C}$ до $3 \cdot 10^4$ В/см при 150°C . При облучении в виде узкой (0,2–10 мм) полосы ширина инвертированного домена составляла 150–200 мкм и повторяла форму освещенной оптическим пучком области.

Микроскопическая модель образования сильных фотоиндуцированных полей, достаточных для переполаризации сегнетоэлектрика, основана на специфике вхождения в кристаллическую решетку примесных ионов с переменной валентностью (Fe, Cr, Mn, Cu) [93–95]. Эта модель наиболее разработана для ионов железа как основного компонента, неконтролируемо входящего в кристаллы сегнетоэлектриков и определяющего значения фотоиндуцированных полей пространственного заряда [96, 97]. Известно, что ионы Fe^{2+} и Fe^{3+} занимают одни и те же позиции в кристаллической решетке, например, замещая ионы лития в LiNbO_3 . Вследствие условий зарядовой компенсации происходит их некоторое смещение вдоль оси поляризации относительно положений ионов лития. Ионы Fe^{2+} являются донорными, а ионы Fe^{3+} — акцепторными центрами. При оптическом облучении происходит фотогенерация электронов от ионов Fe^{2+} . Под действием фотогальванического поля электроны перемещаются вдоль оси поляризации и захватываются ионами Fe^{3+} . В результате возникает пространственное перераспределение зарядов ионов железа, приводящее к возникновению сильного гальванического поля, направленного навстречу полю спонтанной поляризации. Оптимальное соотношение донорных и акцепторных центров создает увеличение напряженности индуцированного поля на один–два порядка по отношению к беспримесным сегнетоэлектрикам при общей концентрации примесных центров не выше 10^{19} см $^{-3}$.

Как уже отмечалось выше, ионы Fe^{3+} и Fe^{2+} замещают ионы лития, причем вследствие условий зарядовой компенсации ионы железа смещаются относительно первоначальных положений, занимаемых ионами Li^+ . Эти смещения должны приводить к локальным изменениям поляризации окружения ионов

железа, хотя и незначительным. Гораздо больший вклад в изменение поляризации ближайшего решеточного окружения вносят дополнительные смещения ионов Fe^{2+} , обусловленные ян-теллеровским взаимодействием. Ионы Fe^{2+} , в отличие от ионов Fe^{3+} , имеющих сферическую форму, относятся к группе ионов, незаполненная оболочка которых содержит четное число электронов, и характер энергетического спектра существенно определяется эффектом Яна-Теллера. Этот эффект состоит в искажении комплекса, образованного парамагнитным ионом и ближайшими к нему ионами первой координационной сферы при снятии орбитального вырождения основного состояния парамагнитного иона. При искажении комплекса упругая энергия решетки возрастает, и равновесие между комплексом и решеткой достигается тогда, когда это возрастание компенсируется уменьшением энергии комплекса. В этом случае феноменологический гамильтониан, связывающий электронно-решеточную систему, может быть представлен в виде [98]:

$$H = \frac{1}{2} cu^2 - \eta u \sigma, \quad (1.11)$$

где первый член представляет упругую энергию искаженной решетки, а второй — линейное ян-теллеровское взаимодействие между решеткой и дважды вырожденным электронным состоянием: u — деформация; c — модуль упругости; η — константа электронно-решеточной связи; $\sigma = \pm 1$ — волновая функция.

Отсюда энергия связанной системы W имеет вид

$$W = \frac{1}{2} cu^2 \pm \eta u, \quad (1.12)$$

а максимум энергии как функции деформации:

$$W_{\max} = -\frac{\eta^2}{2c} \quad (1.13)$$

при максимальной деформации:

$$u_{\max} = \pm \frac{\eta}{c}, \quad (1.14)$$

что соответствует условию снятия вырождения электронных уровней.

Таким образом, ионы Fe^{2+} сильно связаны с ближайшим решеточным окружением. Их дополнительные смещения относительно первоначальных положений, обусловленные эффектом Яна-Теллера, могут вызывать значительную дополнительную

поляризацию кристаллического окружения полем заряженного центра, причем направление этой поляризации будет противоположно направлению спонтанной поляризации. Оценить величину этой поляризации можно с помощью следующей формулы [99]:

$$P = \frac{qu}{a^3}, \quad (1.15)$$

где q — заряд иона; a — размер элементарной ячейки.

В первом приближении деформацию можно оценить из выражения (1.14) при $c = 10^{11}$ Н/м² [78] и $\eta \sim 8 \cdot 10^2$ см⁻¹/ед. деформации. Таким образом, значение u составит 0,2 нм, а дополнительная поляризация при $a \approx 1,2$ нм составит $P \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Кл/м², что соответствует возникновению электрического поля

$$E = \frac{P}{\epsilon_0(\epsilon - 1)}, \quad (1.16)$$

порядка $8 \cdot 10^7$ В/м.

При перераспределении ранее хаотично расположенных по образцу ионов Fe²⁺ и Fe³⁺ в ходе фоторефрактивного эффекта локальные электрические поля вокруг ионов Fe²⁺ (особенно при достаточной концентрации ионов железа) можно рассматривать как совокупность одинаковым образом направленных и близко друг к другу расположенных полей, которые вследствие электрооптического эффекта будут вызывать изменение показателя преломления.

Кроме того, значения этих полей вполне достаточны для переполаризации объемов вокруг примесных ионов Fe²⁺ при высоких (порядка 150 °С) температурах. Образование микродоменов вокруг ионов Fe²⁺ должно, казалось бы, ограничиваться практически первой координационной сферой. Однако в сегнетоэлектриках, и особенно при высокой температуре (150 °С), вследствие легкой поляризуемости размеры доменов могут возрасти, и при достаточной концентрации примесных ионов (не менее 0,01 ат. %) может возникать кооперативный эффект образования макроскопических доменов с инверсной поляризацией. Это подтверждается тем фактом, что ширина и пространственное расположение фотоиндуцированных доменов соответствуют расположению максимального изменения показателя преломления, а значит и поля пространственного заряда.

Возникновение кластеров ионов железа уже наблюдалось в мёссбауэровских экспериментах. Как ранее было неоднократно установлено [100, 101], при повышении температуры от комнатной до 150 °С поле переполаризации убывает на два порядка,

поэтому поле, созданное вокруг ионов Fe^{2+} , может быть достаточным для локальной переполаризации.

Следует подчеркнуть, что локальная переполаризация монокристаллического образца ниобата лития возникала только при одновременном выполнении нескольких условий: отношение относительной концентрации ионов Fe^{2+} к относительной концентрации Fe^{3+} должно находиться в пределах 0,2–0,35, что соответствует максимуму фоторефрактивного эффекта; общая концентрация ионов железа — не менее 10^{18} см^{-3} ; температура образца при его облучении — в диапазоне 130–160 °С; оптическое облучение должно создаваться в диапазоне длин волн не более 0,55 мкм, т. е. в области фотовозбуждения ионов Fe^{2+} . Поскольку в ряде работ по термической фиксации голограмм эти условия выполнялись, то, по-видимому, длительное последующее сохранение голограмм и их невосприимчивость к термическому нагреву и лазерному облучению свидетельствуют в пользу возникновения доменной структуры.

1.3. Сегнетоэлектрические ПДС в поле акустической волны

Интерес к управлению акустическими параметрами сегнетоэлектрических кристаллов, обладающих большим пьезоэффектом, возник сразу же после начала использования оксидных сегнетоэлектриков в прикладных целях [102]. Под действием приложенного электрического поля вследствие обратного пьезоэффекта происходит деформация кристаллической решетки, и, следовательно, возникает изменение скоростей акустических волн. Этот эффект нашел применение в электрической подстройке частоты пьезоэлектрических резонаторов и ряде пьезоэлектрических датчиков [102]. В системах же преобразования и записи акустических сигналов с середины шестидесятых годов стали применяться приборы, основанные на нелинейном взаимодействии акустических волн со свободными электронами в полупроводниковых кристаллах [103, 104]. Оксидные сегнетоэлектрики-полупроводники (и особенно кристаллы ниобата лития) использовались только в виде генераторов и приемников поверхностных акустических волн в сэндвичевых структурах «пьезоэлектрик — полупроводник». При этом детектирование, обработка и запись акустических сигналов основаны на модуляции свободных электронов электрическим полем, сопровождающим акустическую волну в пьезоэлектрике, и последующим захватом их какими-либо центрами. Однако малая распространенность сэндвичевых систем типа «ниобат лития

(пьезоэлектрик) — арсенид галлия (полупроводник)» по-видимому вызвана сложной технологией изготовления таких структур и малым временем жизни ловушек для свободных электронов.

Поскольку в фоторефрактивных сегнетоэлектриках под действием оптического облучения возникает сильное электрическое поле, то уже в середине семидесятых годов двадцатого века было выполнено первое теоретическое рассмотрение акустоэлектронных свойств таких кристаллов [105]. Было высказано предположение о возможности генерации акустических волн и записи акустической информации на голографических решетках [106]. Изменение упругих параметров кристаллов ниобата лития под действием оптического облучения было экспериментально подтверждено по изменению скорости акустических волн [107] и непосредственно рентгеноструктурным анализом [108]. Была установлена корреляция между изменениями величин скоростей акустических волн и показателя преломления в зависимости от длины волны, интенсивности и длительности оптического облучения [84]. Это еще раз подтвердило общность оптических и акустических процессов, связанных с возникновением фотоиндуцированного электрического поля [109].

Одновременно в те же годы было исследовано влияние акустических волн на распространение фотовозбужденных электронов. Вначале было обнаружено дополнительное изменение показателя преломления, пропорциональное амплитуде импульса бегущей поверхностной акустической волны в условиях оптического облучения поверхности кристалла ниобата лития [106], а затем подобное изменение Δn было обнаружено в условиях возбуждения стоячей объемной акустической волны [107]. Генерация акустических волн была осуществлена Пятаковым при возбуждении голографической решетки переменным электрическим полем [110]. Одновременно был выполнен ряд теоретических работ [111, 112], посвященных разработке феноменологической модели взаимодействия акустических волн с фотоиндуцированными голографическими решетками. В частности, было показано теоретически [113, 114], а затем и обнаружено экспериментально [115, 116], что наиболее эффективная генерация акустических колебаний с помощью модулированного оптического пучка возникает в моменты записи или стирания голографической решетки.

Однако, несмотря на очевидную перспективность использования фотоиндуцированных эффектов и голографических решеток в системах управления параметрами акустических колебаний и генерации акустических волн, легкая стираемость голографических решеток под влиянием внешних воздействий

препятствовала их применению в акустоэлектронных устройствах.

По-видимому, более перспективным в акустоэлектронных устройствах было бы применение оксидных сегнетоэлектриков с периодическими доменными структурами. Более того, доменные структуры в кристаллах германата свинца и молибдата гадолиния уже использовались для отражения, преломления и генерации акустических волн [117, 118].

Хотя в проведенных ранее исследованиях по взаимодействию акустических волн с фотоиндуцированными электронами [119–121] не было обнаружено возникновение регулярных доменных структур, возможность их образования уже становилась реальной задачей. По существу, электрическое поле стоячей акустической волны в пьезоэлектрике–сегнетоэлектрике должно было бы выполнять ту же роль, что и поле фотовольтаического эффекта при чисто оптическом формировании доменов. Главная трудность состояла в создании таких градиентов электрических полей, сформированных акустической волной, которые были бы достаточны для локальной переполяризации образца.

Основной причиной неудач было проведение экспериментов при комнатной температуре, при которой акустически индуцированные градиенты электрического поля были недостаточны для переполяризации. Только при использовании оптимального соотношения концентраций ионов $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+} \sim 0,3$ и в температурном диапазоне 130–150 °С была сформирована ПДС в ниобате лития стоячей поверхностной акустической волной с амплитудой относительной деформации порядка 10^{-4} в условиях облучения однородным лазерным пучком с $\lambda = 0,53$ мкм [122, 123]. Период сформированной ПДС соответствовал длине волны стоячей ПАВ. Поскольку ПАВ распространялась вдоль оси поляризации, то сформировалась структура типа «голова к голове» с размерами доменов около 35 мкм. Глубина доменов от поверхности составляла 20–30 мкм. Качество доменов оказалось достаточно совершенным, и сформированная ПДС была использована для лазерной генерации акустических волн.

Феноменологически процесс образования инвертированных доменов может быть объяснен следующим образом. Как следует из описанного выше эксперимента по электрической переполяризации ранее монодоменного образца ниобата лития, значения напряженности приложенного электрического поля $E_{\text{пол}}$, необходимого для переполяризации, сильно зависят от температуры. При этом поле $E_{\text{пол}}$ при 150 °С составляет $1,6 \cdot 10^4$ В/см. В то же время, определенная компенсационным методом величина изменения показателя преломления n (при биполярном характере

его изменения) составила для образцов с различными общими концентрациями примесных ионов железа от $2 \cdot 10^{-4}$ до $6 \cdot 10^{-4}$ (рис. 1.7), что соответствует значениям напряженности индуцированного поля от $1,7 \cdot 10^4$ до $5,2 \cdot 10^4$ В/см. Сопоставимость

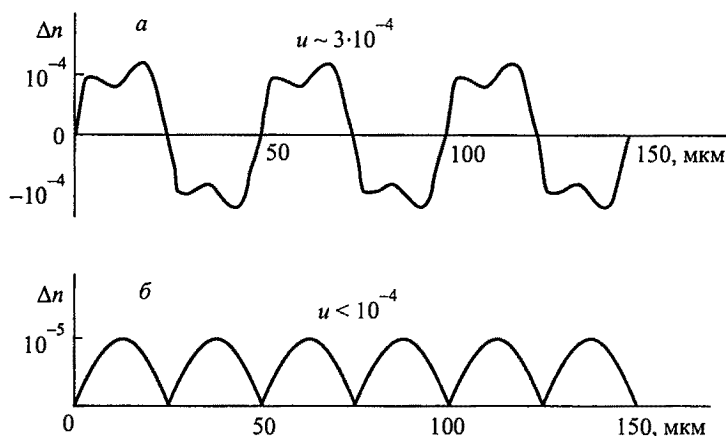


Рис. 1.7. Зависимость изменения показателя преломления образца ниобата лития с общей концентрацией ионов железа порядка $5 \cdot 10^{-3}$ ат. % от амплитуды относительных акустических деформаций при $T = 140^\circ \text{C}$: *a* — биполярная; *б* — униполярная

значений этих полей, а также кратность размеров доменов длине стоячей волны подтверждает предположение о том, что пьезоэлектрическое поле является причиной образования инверсных доменов.

На микроскопическом уровне процесс образования доменной структуры можно объяснить с помощью модели, представленной в [81].

Электрическое поле, сопровождающее акустическую волну в пьезоэлектрическом кристалле (пьезоэлектрическое поле), можно считать квазистатической волной. Поскольку в диапазоне частот 10^7 – 10^8 Гц длина свободного пробега электронов во много раз меньше длины акустической волны, то пьезоэлектрическое поле можно рассматривать в классическом пределе как источник возмущения начальной равномерной плотности свободных электронов (n_0). Тогда плотность тока, созданного действием пьезоэлектрического поля E_a , можно представить как

$$j_a = q (n_0 + n_a) \mu E_a, \quad (1.17)$$

где q — заряд электрона; n_a — концентрация электронов, зависящая от интенсивности акустических колебаний и определяемая

величиной нелинейного акустоэлектронного взаимодействия; μ — подвижность электронов.

При взаимодействии двух встречных акустических волн, что соответствует условиям нашего эксперимента, возникает нелинейный ток:

$$j_a = q \mu (n_{a1} E_{a1} + n_{a2} E_{a2}). \quad (1.18)$$

При равенстве частот и пьезоэлектрических полей встречных волн ток j_a создает пространственно модулированный электрический потенциал с нулевой частотой и волновым вектором $k_a = 2\omega/V_a$, где V_a — скорость акустической волны. В данном приближении мы не рассматриваем поля высших гармоник вида 2ω , 3ω и т. д., поскольку они не имеют постоянных компонент электрического поля.

Таким образом, равномерно фотогенерируемые электроны будут находиться в пространственно модулируемом электрическом поле, что в определенной степени аналогично поведению электронов в фотоиндуцированной голографической решетке.

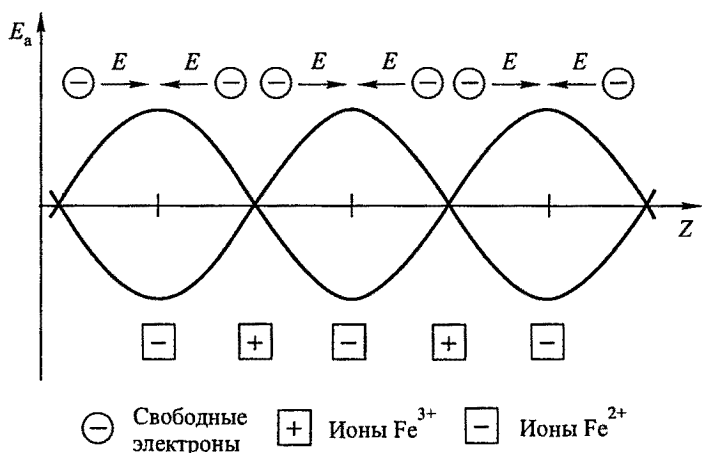


Рис. 1.8. Перераспределение фотовозбужденных электронов и ионов в поле стоячей ПАВ

Однако в первом случае их перемещение в основном осуществляется полем пьезоэлектрической волны (рис. 1.8), а во втором случае — фотовольтаическим полем.

Поле пространственного заряда, помимо известных материальных параметров и интенсивности оптического пучка, зависит от длины свободного пробега электронов. Как известно [112],

пьезоэлектрическое поле стоячей волны приводит к дополнительному переносу свободных носителей с характерной длиной переноса $L_a(x_i, t)$. Полагая, что $\omega\tau \ll 1$, где — время жизни носителей, имеем

$$L_a(x_i, t) = \frac{\mu e \tau u}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (1.19)$$

где x_i — направление распространения акустической волны; e — тензор пьезоэлектрических модулей; u — относительная деформация, создаваемая акустической волной.

С учетом выражения (1.19) поле пространственного заряда, обусловленного пространственным перераспределением ионов железа Fe^{2+} и Fe^{3+} в поле пьезоэлектрической волны, будет определяться как

$$E_d = \frac{q g t \mu e \tau u}{(\varepsilon \varepsilon_0)^2}, \quad (1.20)$$

где g — скорость генерации носителей; t — время облучения.

Следовательно, фотоиндуцированное поле пространственного заряда будет пропорционально величине относительной деформации, создаваемой акустической волной.

При $\mu \approx 10 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\tau \approx 10^{-13} \text{ с}$, $e_{33} = 3 \text{ Кл/м}^2$, концентрации свободных электронов $g \cdot t \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ [9] и деформациях $u \sim 10^{-4}$ поле пространственного заряда будет достигать значений 10^6 В/м , что вполне достаточно для периодической пространственной модуляции знака спонтанной поляризации.

1.4. Квазипериодические доменные структуры

Возможности применения квазипериодических структур, состоящих из определенных последовательностей доменов в сегнетоэлектриках, были впервые рассмотрены в работах [64, 124]. По сути такие квазипериодические структуры являются аналогом одномерного квазикристалла с чередованием несоразмерных доменов в определенном порядке, описываемым числовым рядом Фибоначчи [6]. Квазипериодичность в последовательности Фибоначчи может быть реализована для блоков A и B (рис. В.2 в) по следующему правилу:

$$S_j = S_{j-1}/S_{j-2} \text{ с } j \geq 3,$$

или

$$S_1 = |A|; S_2 = |AB|; S_3 = |AB/A| \dots \quad (1.21)$$

При этом отношение размеров доменов d_A и d_B должно удовлетворять условию «золотого сечения»:

$$\frac{d_A}{d_B} = \tau = \frac{\sqrt{5} + 1}{2}. \quad (1.22)$$

В этом случае волновой вектор КПДС

$$k = 2\pi \frac{m + n\tau}{D}, \quad m, n = 1, 2, 3, \dots, \quad D = \tau d_A + d_B. \quad (1.23)$$

ПДС будет обладать наиболее четко выраженными свойствами, необходимыми, как будет показано ниже, для фазового волнового согласования [125, 126].

Формирование квазипериодических структур в сегнетоэлектриках наиболее просто осуществляется путем приложения импульсов электрического поля к системе электродов с заданной последовательностью их расположения.

1.5. Методы идентификации сегнетоэлектрических доменов

Наиболее сложным аспектом для всех экспериментальных методов формирования сегнетоэлектрических доменов является установление возникновения антипараллельных полю спонтанной поляризации доменов (180° -ных доменов). Наиболее часто употребляемый до недавних пор способ обнаружения сегнетоэлектрических доменов состоит в травлении образцов в смеси фтористоводородной (HF) и азотной (HNO_3) кислот и последующем наблюдении доменной структуры в поляризационном микроскопе. Помимо экспериментальных трудностей, связанных с чрезвычайной агрессивностью такой смеси, этот способ приводит к частичному разрушению поверхностного слоя материала.

Менее разрушающим способом наблюдения доменов является применение сканирующей рентгеновской дифрактометрии [50], однако он также достаточно сложен и скорее относится к косвенным методам.

Казалось бы, наиболее простыми являются оптические способы, хорошо зарекомендовавшие себя при изучении 60° -ных и 90° -ных доменов, например, основанные на измерении двулучепреломления [28]. Однако в случае 180° -ных доменов последний метод неэффективен, поскольку для соседних доменов различными по знаку будут только нечетные тензоры, описывающие какие-либо взаимодействия, например, пьезоэлектрический и электрооптический тензоры. Четные же тензоры, к которым относится и тензор диэлектрической проницаемости, не

будут изменять знак при переходе от одного домена к другому. Следовательно, для идентификации антипараллельных доменов можно использовать эффекты, связанные с изменением знака электрооптического или пьезоэлектрического тензоров на границах доменов. Так, при приложении электрического поля тензор двулучепреломления за счет электрооптического эффекта будет модулироваться квазипериодически, что эквивалентно периодическому изменению показателя преломления. Используя эффект двойного лучепреломления и оптическую интерференцию, можно измерить разность показателей преломления для двух волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Этот способ был использован для идентификации антипараллельных доменов в ниобате лития [127] путем применения интерферометра Маха-Зенера, в одно из плеч которого был включен исследуемый образец (рис. 1.9).

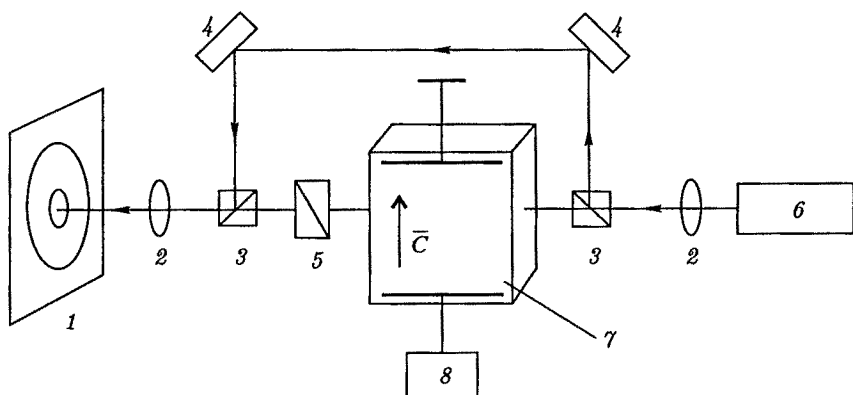


Рис. 1.9. Блок-схема установки для идентификации 180° -ных сегнетоэлектрических доменов: 1 — экран или фотодетектор; 2 — линза; 3 — бипризма; 4 — зеркало; 5 — компенсатор Берка; 6 — лазер; 7 — образец, помещенный в кристаллодержатель; 8 — источник регулируемого опорного напряжения

Известно [128], что разность показателей преломления для двух волн, распространяющихся через кристалл, находящийся во внешнем электрическом поле E , имеет вид

$$\Delta(n_e - n_o) = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{ij} E_j (\bar{E}_0 \cdot \bar{P}_0), \quad (1.24)$$

где n_o — показатель преломления обыкновенного луча; n_e — показатель преломления необыкновенного луча; r_{ij} — электрооптический тензор; \bar{E}_0 — единичный вектор (\bar{E}/E) электрического

поля; \bar{P}_0 — единичный вектор (\bar{P}/P) поляризации; $(\bar{E}_0 \cdot \bar{P}_0) = E_0 P_0 \cos \alpha$.

Соответственно разность фаз двух волн можно представить как

$$\varphi = \int_0^L k \Delta(n_e - n_o)(x, t) dx = -\frac{\pi}{\lambda} \frac{LV}{d} r n_o^3 (\bar{E}_0 \cdot \bar{P}_0), \quad (1.25)$$

где k — волновой вектор ($2\pi/\lambda$); V — напряжение, прикладываемое к образцу; d — расстояние между электродами, к которым прикладывается напряжение; L — длина оптического пути.

Когда приложенное электрическое поле параллельно направлению поляризации, разность фаз будет уменьшаться с ростом E ; в противоположном случае, когда \bar{E} и \bar{P} антипараллельны, разность фаз будет расти. Используя хорошо известную компенсационную схему измерения разности фаз [28], можно путем изменения величины и направления приложенного поля отслеживать изменения разности фаз, а следовательно, и изменения направления поляризации [129].

Описанный способ был опробован в работах американских [127] и китайских ученых [126] по идентификации инвертированных доменов в ниобате лития. Сравнение интерферометрического метода с методом травления показали их идентичность по определению инверсии поляризации.

СВЕРХСТРУКТУРЫ И ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ
В МАГНЕТИКАХ

В отсутствие внешних магнитных полей магнетики, как правило, имеют пространственную доменную структуру. В одноосных кристаллах, имеющих одно направление легкого намагничивания, намагниченности соседних доменов антипараллельны. В многоосных кристаллах намагниченности доменов могут образовывать углы, отличные от 180° и соответствующие углам между различными направлениями легкого намагничивания. В ряде магнетиков спонтанно образованные доменные структуры имеют и более сложную конфигурацию в виде «лабиринтов», «елочек», «сот» и др. [130].

Как уже отмечалось выше, наиболее простым является способ управления доменной структурой с помощью приложения магнитного поля. После выключения поля индуцированная им магнитная доменная структура частично сохраняется. Возникает метастабильная структура.

Так, для многоосных антиферромагнетиков, для которых характерна спонтанная намагниченность в виде 180° -ных и 90° -ных доменов, приложение внешнего поля приводит к преобразованию 90° -ных доменов в 180° -ные домены [131]. Поскольку процесс намагничивания имеет гистерезисный характер, существует область магнитных полей, в которой наблюдается метастабильное состояние для структуры только 180° -ных доменов определенной конфигурации.

К настоящему времени возможности применения периодических структур в магнетиках в основном касаются трех аспектов. Во-первых, использование доменов различного вида в тонких и сверхтонких пленках; во-вторых, использование многослойных структур, сочетающих ферро- и антиферромагнитные слои или магнитные и диэлектрические слои; в-третьих, использование магнитных материалов со слоистыми структурами. При этом такие структуры могут состоять не только из кристаллических слоев, но и из ионов с различными видами упорядочения — спинового или зарядового. Наиболее перспективными материалами с различными видами упорядочения считаются перовскитоподобные оксиды металлов переходной группы, например, манганиты.

2.1. Сверхструктуры и доменные структуры в магнитных пленках

Способ формирования доменных структур в приложенном магнитном поле был использован в тонких магнитных пленках с толщиной менее 1 мкм. Их фундаментальным свойством является магнитная анизотропия, определяющая тип магнитной структуры. В пленках с перпендикулярной к поверхности магнитной анизотропией возможно образование круглых ЦМД путем приложения поля вдоль оси легкого намагничивания. В определенном интервале приложенного магнитного поля возникают равновесные ЦМД, перемещение которых вдоль пленки осуществляется под действием градиентного магнитного поля [26].

Позднее [132] была обнаружена переполяризация магнитных доменов в эпитаксиальной пленке ($d \sim 300 \text{ \AA}$) железа, напыленной на пластину арсенида галлия. При этом процесс переполяризации микродоменов с размерами $500 \times 15 \text{ мкм}$ происходил скачками при двух значениях критических магнитных полей H_{c1} и H_{c2} в направлениях легкого и трудного намагничивания (рис. 2.1) [132], т. е. от оси [100] к [010] при поле H_{c1} и, наоборот, от [010] к [100] при поле H_{c2} .

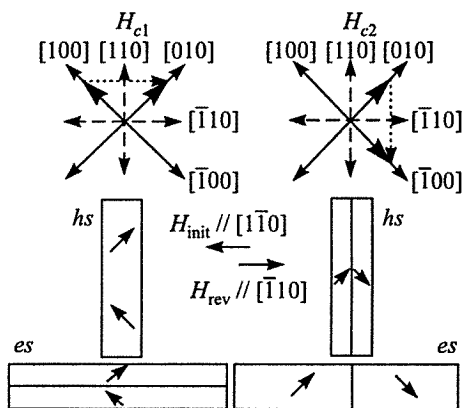


Рис. 2.1. Ориентация доменных границ и намагниченность внутри доменов для четырех ситуаций приложения полей H_{c1} и H_{c2} . Индексы обозначают легкую (es) и трудную (hs) оси анизотропии. Образец Fe/GaAs насыщался в первоначальном поле H_{init} , а затем скачком изменял намагниченность полем H_{rev}

Устойчивая статическая смешанная доменная структура, состоящая из полосовых доменов и цилиндрического магнитного домена была получена в пленках феррит-гранатов состава $(\text{Bi}_{0,7}\text{Lu}_{0,3})(\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2})\text{O}_{12}$ также с помощью приложенного магнитного поля (рис. 2.2) [133].

В последние годы большое внимание было обращено на сверхтонкие магнитные пленки с толщинами в несколько атомных слоев. В таких пленках возникают разнообразные размерные эффекты. Так, в многослойных магнитных структурах (сверхструктурах), состоящих из чередующихся ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu) металлических слоев, бы-

ло обнаружено косвенное обменное взаимодействие электронов между ферромагнитными слоями [9]. Оно имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины немагнитного слоя и приводит либо к коллинеарному ферромагнитному упорядочению намагниченности, либо к коллинеарному антиферромагнитному упорядочению в соседних магнитных слоях. Такую структуру с изменяющимся от слоя к слою характером магнитного упорядочения можно рассматривать как систему магнитных доменов.

В более сложном случае, когда многослойная структура состоит из чередующихся ферро- и антиферромагнитных слоев,

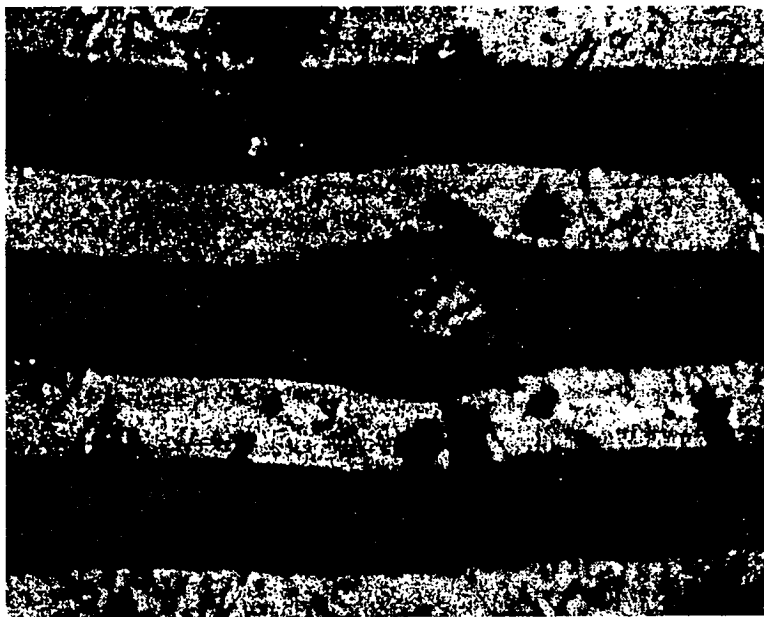


Рис. 2.2. Цилиндрический магнитный домен в полосовой доменной структуре [133]

как показано в [10], энергетически выгодным становится разбиение моноатомных слоев вблизи границы раздела на домены. Внутри каждого домена намагниченность параллельна или антипараллельна в зависимости от характера обменного взаимодействия. Таким образом, в многослойной магнитной структуре возможно возникновение протяженных монослойных доменных структур. Возникновение доменных границ приводит к смешиванию спиновых состояний электронов и вносит существенный

вклад в величину магнетосопротивления. Внешнее магнитное поле, вызывающее переориентацию намагниченностей с антиферромагнитной на ферромагнитную, создает изменение сопротивления на сотни процентов даже при комнатной температуре.

2.2. Упорядоченные и доменные структуры в манганитах

В последнее десятилетие XX века внимание физиков было привлечено к перовскитоподобным оксидам металлов переходных групп и особенно к марганцевым перовскитам (манганитам) с общей формулой $R_{1-x}A_xMnO_3$, где $R = La, Pr, Nd$ — редкоземельные металлы; $A = Sr, Ca$ — щелочногаллоидные элементы [134–136].

Интерес к манганитам в первую очередь был связан с обнаружением так называемого колоссального магнитного сопротивления, т. е. исключительно сильного изменения электрического сопротивления в магнитном поле. Хотя до настоящего времени этот эффект не получил полного объяснения, его исследования различными методами позволили обнаружить ряд и других необычных свойств. В манганитах переплетены разнообразные свойства металлов и диэлектриков, ионных и ковалентных кристаллов, ферромагнитных и антиферромагнитных систем.

Все многообразие и необычность физических свойств стало предметом многочисленных экспериментальных исследований. Уже к началу 2001 г. было опубликовано более 1000 работ. Такое обилие литературы связано не только с возможными техническими приложениями (например, в сенсорных устройствах на основе эффекта колоссального магнетосопротивления, но и с тем обстоятельством, что манганиты представляют собой объекты с сильно коррелированным взаимодействием электронов, которое уже давно интересует исследователей.

Общий вид и фрагменты идеальной структуры $RMnO_3$ показаны на рис. 2.3. Ее основной блок (подобно решеткам, обладающим высокотемпературной сверхпроводимостью) — достаточно жесткий октаэдр $MO_{6/2}$ (последний индекс неслучаен, им принято подчеркивать то обстоятельство, что каждый лиганд разделен между ближайшими октаэдрами. Следствием таких «шарнирных» связей является невозможность изолированных, или независимых, деформаций или поворотов отдельно взятого октаэдра).

На рис. 2.4 показано, как и насколько можно понизить кубический кристаллический класс, смещая ионы из своих положений равновесия в кубе путем регулярных поворотов и дефор-

маций октаэдров, которые оставляют ион переходного металла в их центрах. Соответствующее понижение не может быть установлено в общем виде без конкретизации иона переходного

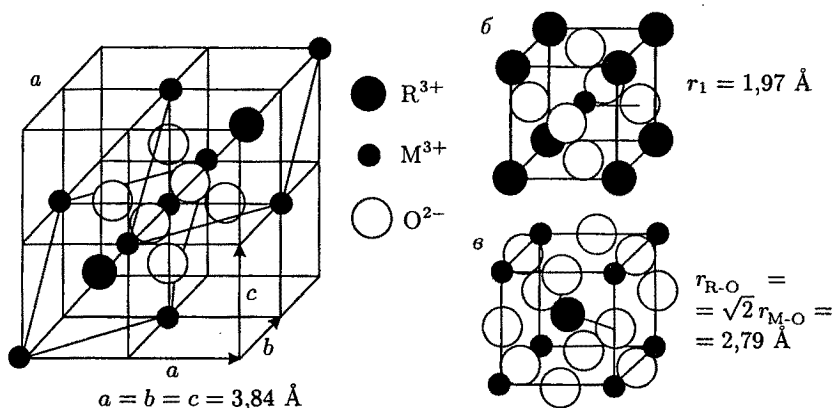


Рис. 2.3. Идеальная кубическая структура перовскита RMO_3 (a) и ее основные элементы: кубические ячейки с центральными ионами переходного металла (б) и редкоземельными (в)

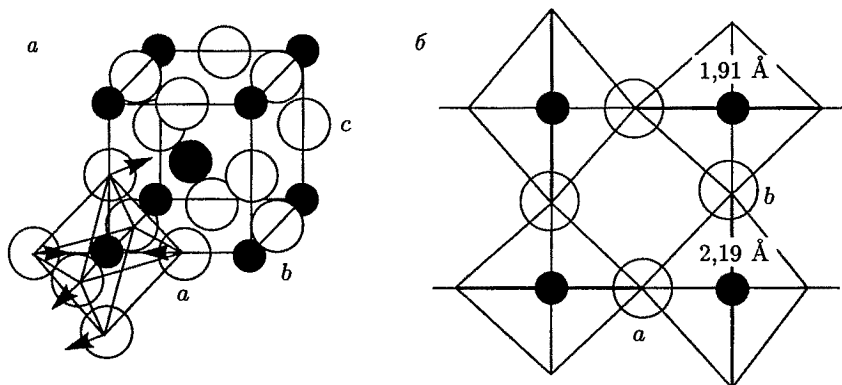


Рис. 2.4. Направление деформационных ян-теллеровских смещений кислородных октаэдров (a) и удвоенная (без учета, для простоты, слабой орторомбичности) структура базисной плоскости (б) соединения LaMnO_3 . Указаны величины длинной и короткой осей искаженных октаэдров. Жирные линии — направления наиболее сильно гибридирующихся p - и d -орбиталей ионов кислорода и марганца

металла, поскольку хорошо известно, что оно целиком определяется основным электронным термом (его вырожденностью или невырожденностью) этого иона в кубическом кристаллическом поле. И если вырождение этого терма имеется, то оно немедлен-

но будет снято искажением октаэдров (кооперативный эффект Яна-Теллера) (рис. 2.5).

Манганиты обладают несколькими видами упорядочения — спиновым, орбитальным, зарядовым, которые сопровождаются

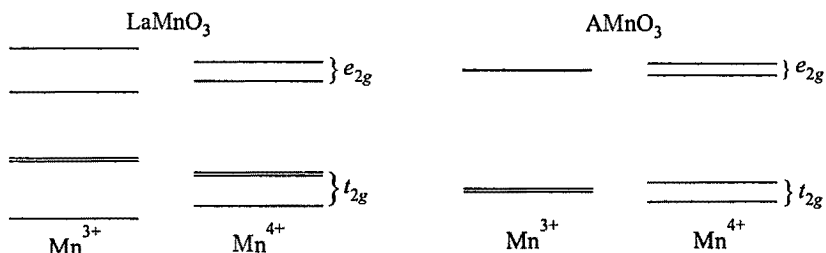


Рис. 2.5. Одноионные спектры марганца в соединении с одной дыркой (LaMnO₃) и одним электроном (AMnO₃). Видно, что спектр иона Mn⁴⁺ в LaMnO₃ оказывается расщепленным (псевдовырожденным), а расщепление спектра Mn³⁺ в AMnO₃ меньше, чем в LaMnO₃, где оно обусловлено коллективным эффектом Яна-Теллера

образованием зарядовых и орбитальных магнитных сверхструктур, полосок и т. д. Экспериментальные и теоретические исследования показали [134–136], что такие сверхструктуры могут создаваться за счет различных механизмов: посредством чистых электронных эффектов (двойного суперобмена) или (и) посредством электрон-решеточных взаимодействий. По-видимому, также существенным является решеточный вклад, превалирующий в диэлектрической фазе не только для манганитов, но и для других оксидов переходных металлов. Ионы с различной валентностью и различной электронной конфигурацией индуцируют упругие деформации в кристалле, и электрон-решеточное взаимодействие посредством таких деформаций может приводить к различным сверхструктурам. Упругое взаимодействие между ионами в сверхрешетке предполагается дальнедействующим и анизотропным. Поскольку это взаимодействие наиболее велико в определенных направлениях и для определенной ориентации локальных искажений элементарной ячейки, то при этом могут образовываться либо одномерные полосы, либо двумерные слои. Наиболее вероятно, что данный механизм ответствен за образование сверхрешеток в случае ионов, обладающих сильным ян-теллеровским эффектом, например, для ионов Mn³⁺.

Зная электронные и спиновые состояния ионов в той или иной решеточной структуре, можно поставить вопрос о спиновом упорядочении и соответствующих ему спиновых возбуждениях как о наиболее низкоэнергетических, наряду с колебательными,

ветвях элементарных возбуждений системы. В простейшей ситуации двух одинаковых соседних спинов S_n и S_{n+p} катионов (n и $n+p$ — ближайшие узлы) гамильтониан имеет гейзенберговский вид:

$$H_{\text{ex}} = \frac{1}{2} \sum_{n, p} J_{n, n+p} S_n S_{n+p}, \quad (2.1)$$

в котором обменная константа $J_{n, n+p}$ определяется сверхобменным взаимодействием через p_σ - и p_π -состояния анионов (как правило, это ионы O^{2-} либо F^- , имеющие одинаковую электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$) и чаще всего имеет антиферромагнитный характер (рис. 2.6). Это значит, что $J_{n, n+p} > 0$). Такая ситуация реализуется в соединениях AMnO_3 , где упорядочение спинов $S = 3/2$ в недеформированной кубической структуре относится к двухподрешеточному типу NaCl : каждый спиновый момент данного направления окружен ближайшими к нему спинами лишь противоположного направления.

Однако деформация и повороты октаэдров в решетке приводят к заметному изменению межатомных расстояний, особенно в базисной плоскости: изгибу линий межионных связей в тройках соседних ионов Mn-O-Mn , влияющему на суперобмен пар Mn-Mn , а также расщеплению всех p -уровней, через которые осуществляются виртуальные переносы электронов. Все это нарушает простое и однозначное формирование обменных взаимодействий лишь антиферромагнитного типа между ионами переходных металлов, и в результате соответствующая обменная константа для некоторых соседей может приобретать ферромагнитный характер, оставаясь при этом суперобменной по способу своего формирования — через состояния лигандов.

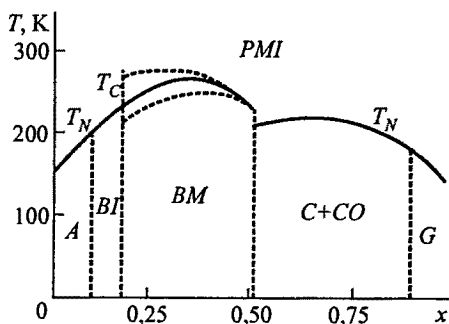


Рис. 2.6. Обобщенная фазовая диаграмма манганитов: антиферромагнитный диэлектрик со структурой A-типа (область A); ферромагнитный диэлектрик со структурой B-типа (BI); ферромагнитный металл (BM); антиферромагнитный диэлектрик со структурой C-типа и зарядовым упорядочением (C + CO); антиферромагнитный диэлектрик со структурой G-типа (G). Штриховые (вертикальные) линии качественно отражают линии раздела фаз, пунктирные — охватывают область колоссального магнитосопротивления

Расчеты обменных взаимодействий между локализованными спинами с привлечением состояний как e_g -, так и t_{2g} -мультиплетов переходных металлов чрезвычайно трудоемки и не всегда дают близкую к наблюдаемой величину. Поэтому для нахождения возможных магнитных фазовых состояний проще и конструктивнее записывать обменный гамильтониан (2.1) системы, исходя из физических соображений и полагая различные измеряемые величины феноменологическими параметрами. Тогда можно считать, что $J_{n, n+p}^{2\ 2}$ и $J_{n, n+p}^{3/2\ 3/2}$ имеют антиферромагнитные, а $J_{n, n+p}^{2\ 3/2}$ — ферромагнитные знаки (где верхние индексы отвечают спинам $S = 2$ и $3/2$ ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} соответственно). Этого, однако, недостаточно, и, как отмечалось, искажения решетки могут изменять общее правило.

Спиновые структуры, а также параметры кристаллических решеток манганитов $La_{1-x}A_xMnO_3$ большого по x числа составов были экспериментально установлены Волланом и Келером методом дифракции нейтронов еще в 1955 г. [137]. С тех пор обнаруженные типы магнитного упорядочения, которые в своих главных чертах соответствовали расчетам Гуденафа [138], стали общепризнанными. Основные из них изображены на рис. 2.7. Видно, что по мере легирования происходит значительное изменение магнитного порядка по типу

антиферромагнетик \leftrightarrow ферромагнетик \leftrightarrow антиферромагнетик.

При этом ферромагнитные системы в целом существуют в относительно узком (вблизи $x = 0,35$) интервале концентраций двухвалентного металла.

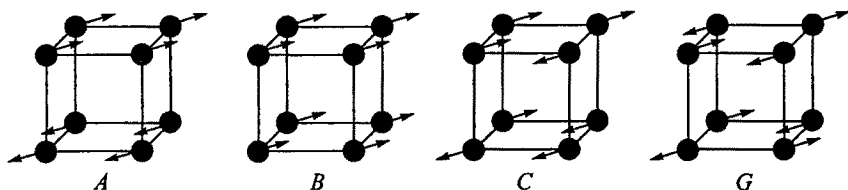


Рис. 2.7. Основные магнитные структуры манганитов $La_{1-x}A_xMnO_3$. Структура типа C показана для состава с $x = 3/4$

В частности, было показано, что наиболее стабильной оказывается так называемая A -структура (рис. 2.7), в которой спины в базисных плоскостях (с удвоенной кристаллической ячейкой) коллинеарны, т. е. имеют ферромагнитный порядок. Глобальная же антиферромагнитная структура кристалла «выживает» бла-

годаря относительно слабому межплоскостному обмену, в котором вклад от ближайших соседей оказывается сопоставимым с вкладом от ближайших, обеспечивающих встречное направление намагниченностей, соседних плоскостей.

Спиновое упорядочение является причиной крупно- и мелкомасштабного фазового расслоения. Первый эффект состоит в проявлении широкой области сосуществования различных магнитных фаз в окрестности температуры магнитного фазового перехода, впервые теоретически рассмотренного Нагаевым [135]. Было предположено, что при относительно небольших концентрациях носителей ферромагнитные области образуют отдельные, не соприкасающиеся между собой капли внутри антиферромагнитной матрицы (рис. 2.8). По мере роста концентрации

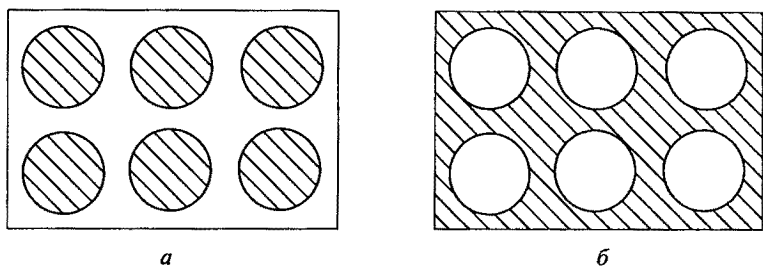


Рис. 2.8. Двухфазное состояние вырожденного антиферромагнитного полупроводника: изолирующее (а) и проводящее (б). Заштрихована ферромагнитная часть, не заштрихована антиферромагнитная часть кристалла

носителей объем ферромагнитной фазы будет увеличиваться и ферромагнитная область из многосвязной превращается в односвязную, а антиферромагнитная фаза превращается в изолированные друг от друга капли внутри ферромагнитной матрицы.

Важной особенностью манганитов является то обстоятельство, что в определенных пределах концентрации допантов (см. рис. 2.6) переход из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное сопровождается и переходом от диэлектрической к металлической фазе. Поэтому предполагалось, что ферромагнитные капли являются высокопроводящими, а антиферромагнитные — изолирующими областями. Фазовый переход диэлектрик–металл возникает при определенной концентрации носителей, когда ферромагнитные капли вступают в контакт между собой.

Не меньший интерес представляет фазовое расслоение в слоистых манганитах типа $(\text{La}, \text{Sr})_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Среди слоистых манганитов наиболее известны $\text{La}_3\text{Mn}_2\text{O}_7$ ($n = 2$) и La_2MnO_4 ($n = 1$). При малых концентрациях

допирования обычно реализуется структура типа А (рис. 2.9), при которой спины выстроены в проводящем слое параллельно друг другу, а спины соседних слоев антипараллельны друг другу. Двумерные металлические слои MnO разделены

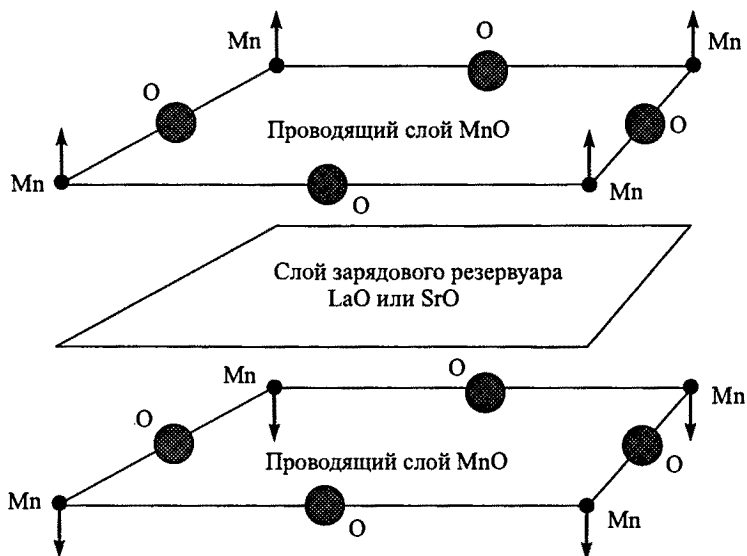


Рис. 2.9. Спиновая и зарядовая структуры слоистых манганитов

диэлектрическими слоями LaO или SrO . Как предположено в [55], магнитные поляроны в таких слоистых структурах могут иметь эллипсоидальную или цилиндрическую формы, в зависимости от степени допирования.

В последнее время появились экспериментальные факты, свидетельствующие не только в пользу гипотезы Гуденафа [138], но и содержащие новые и в определенной степени неожиданные сведения о поведении легированных манганитов. Так, в манганитах составов $\text{Pr}_{1/2}\text{Ca}_{1/2}\text{MnO}_3$ [139] и $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{1/2}\text{MnO}_4$ [140] ниже температуры T_N в условиях антиферромагнитного упорядочения были обнаружены магнитные зигзагообразные структуры (рис. 2.10).

Продолжительное время считалось, что наблюдаемые неоднородности металлического состояния в большей степени связаны со структурным беспорядком в самих образцах либо с развитыми флуктуациями магнитного порядка, проявляющимися в сильно выраженных ферромагнитных корреляциях вблизи и выше T_C , где собственно колоссальное магнитосопротивление проявляет себя в наибольшей мере. Однако суперпозиция анти-

ферромагнитных и ферромагнитных пиков рассеяния нейтронов в некоторых образцах отмечалась уже много лет назад [137].

Достаточно большой резонанс вызвали результаты [141], убедительно демонстрирующие, что действительно ферромагнитные и антиферромагнитные области в легированном $\text{La}_{1-x-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x = 3/8$ и $0 \leq y \leq 0,25$ пространственно разделены и образуют соответственно металлические и

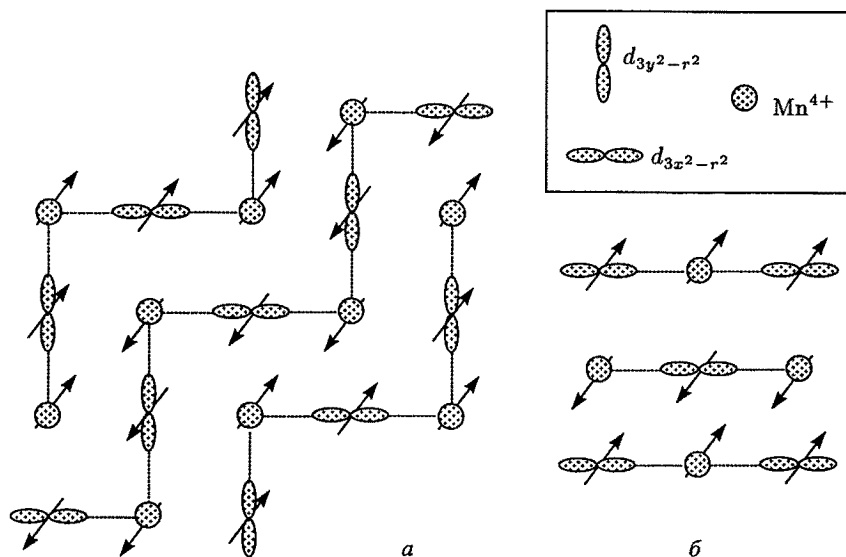


Рис. 2.10. Вид фаз CE (а) и C (б) в xy -плоскости. Вверху обозначены состояния вдоль оси z , имеющие одно и то же зарядовое состояние, но противоположные спины

диэлектрические домены (рис. 2.11). И те, и другие домены не имеют регулярной формы, их средний размер достаточно велик и составляет приблизительно $5 \cdot 10^3 \text{ \AA}$, а векторы намагниченности различных ферромагнитных областей разупорядочены. Под действием внешнего магнитного поля происходит перколяционный, по терминологии авторов, переход в металлическую фазу, сопровождаемый эффектом колоссального магнитосопротивления. При этом антиферромагнитные домены не «съедаются» ферромагнитными доменами и разбиение имеет стабильный характер.

Мелкомасштабное фазовое расслоение также возникает при слабом легировании в виде ферромагнитных спиновых полюсов внутри парамагнитной фазы или антиферромагнитной матрицы манганита. Также наблюдались «струны» – магнитный

след фрустрированных спинов при движении дырки по антиферромагнитному изолятору.

Магнитное фазовое расслоение, как уже указывалось в [55], вследствие сильной электрон-решеточной связи, может приводить к возникновению упругих деформаций решетки. При малой концентрации допирующих ионов такая деформация может носить кооперативный характер и проявляться в изменении

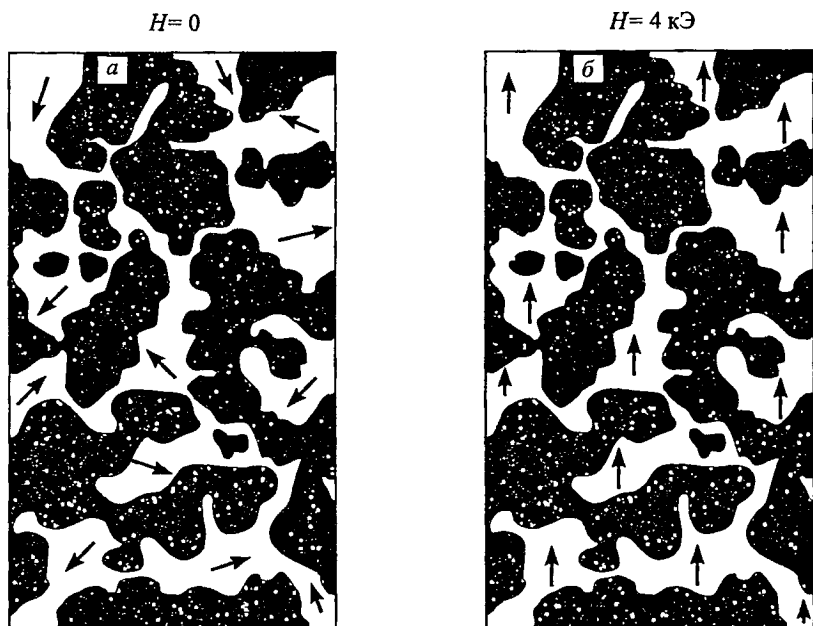


Рис. 2.11. Субмикронная доменная структура легированного манганита $\text{La}_{1-x-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x = 3/8$) [141]. Темные области соответствуют антиферромагнитным диэлектрическим доменам, светлые — ферромагнитным металлическим доменам. Стрелки указывают хаотические направления намагниченности ферромагнитных доменов в отсутствие внешнего магнитного поля ($H = 0$) и их выстраивание под действием поля $H = 4$ кЭ

упругих свойств кристалла. Это обстоятельство будет более подробно рассмотрено в гл. 5.

В настоящее время уже стало общепринятым рассматривать манганиты как материалы не только со спиновым, но и с зарядовым и орбитальным упорядочением, т. е. кристаллы, в которых помимо обычной ионной решетки могут возникать дополнительные сверхрешетки из ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} .

В одной из ранних работ [137], кроме типов спинового упорядочения в решетках манганитов, было отмечено, что на дифракционной картине некоторых образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с относи-

тельно большими $x \gg 0,5$ обнаружены сверхструктурные пики, не связанные с магнетизмом. Тогда же Гуденаф предложил качественное объяснение, в основе которого лежало взаимное упорядочение ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} [138]. Более того, как было указано, с таким зарядовым порядком неразрывно связан другой — орбитальный, один из примеров которого хорошо виден на рис. 2.4 б, где упорядочение z^2 -орбиталей, лежащих в базисной ab -плоскости $LaMnO_3$, приводит к ее удвоению.

Взаимодействие между ионами Mn^{3+} имеет две составляющих — кулоновскую и деформационную. Первая изотропна и, скорее всего, должна контролировать зарядовое упорядочение. Вторая, также дальнедействующая, анизотропна, и именно упругие поля от разных источников (ян-теллеровских ионов Mn^{3+}), перекрываясь, определяют вид взаимного упорядочения z^2 -орбиталей в базисной плоскости. По существу, речь идет о появлении еще одного микроскопического масштаба с размерностью длины, задающего период упорядочения заряженных упругих квадруполь в кубической среде, причем направления осей этих мультипольных моментов «привязаны» к осям решетки.

Зарядовое упорядочение ионов переходных металлов разной валентности, наблюдаемое на опыте при их равном количестве, показано на рис. 2.12 а. Спины $S = 2$ (Mn^{3+}) и $S = 3/2$ (Mn^{4+}) этой подсистемы также образуют антиферромагнитную решетку, хотя магнитные корреляционные длины в каждой из подрешеток различны [142]. Вдоль оси C наблюдаются, кроме этого, ферромагнитные цепочки спинов. Однако физически более интересным признается орбитальное упорядочение, под которым обычно понимается расположение длинных осей октаэдров с ионами Mn^{3+} (или, что то же самое, допированных дырок, окруженных локальными ян-теллеровскими искажениями квадрупольного типа) друг относительно друга в ab -плоскости (иногда его называют упорядочением ян-теллеровских полюсов (например, [143])).

На рис. 2.12 б, в и г показано три таких возможных упорядочения, выбор между которыми на основании лишь только общих соображений довольно затруднителен. Так, рис. 2.12 б отвечает удвоению решетки благодаря появлению неэквивалентных ионов Mn^{4+} (более или менее близкое расположение лигандов). На рис. 2.12 в изображена также удвоенная структура, однако ионы Mn^{4+} оказываются в нецентросимметричных положениях и, по-видимому, немного смещаются из своих исходных (в узлах квадратной решетки) позиций. Наконец, на рис. 2.12 г показана структура без удвоения, в которой деформации, создаваемые разными ионами Mn^{3+} , суммируются, решетка становится ор-

торомбической, но кристалл в целом должен двойниковаться, разбиваясь на домены осями деформации, перпендикулярными друг другу. Данные по рассеянию нейтронов указывают на реализацию структуры, изображенной на рис. 2.12 в, что можно

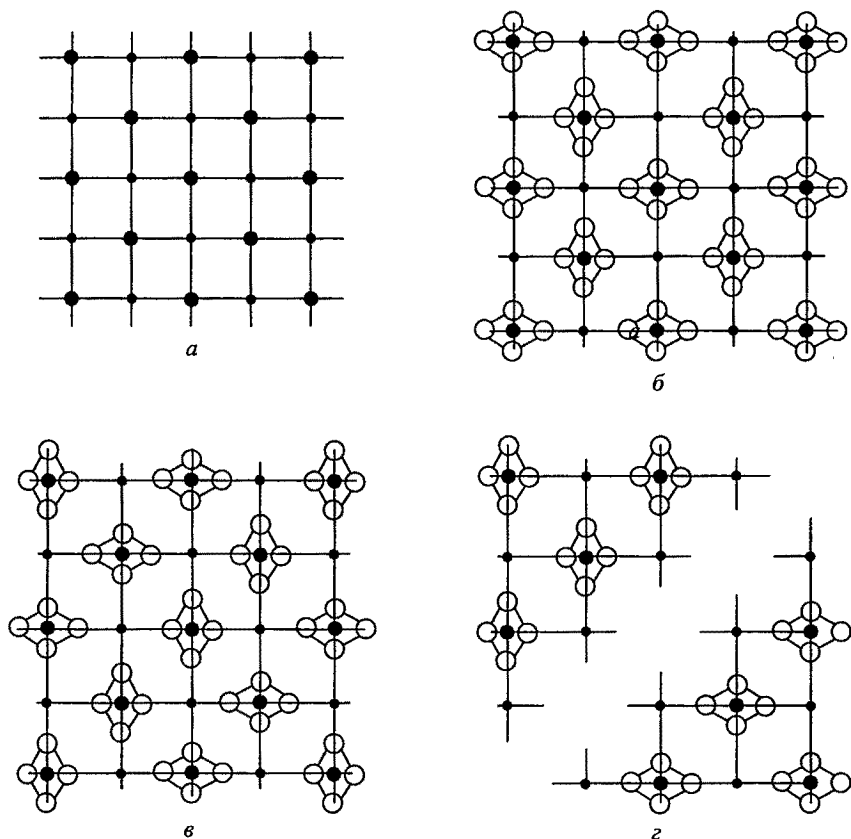


Рис. 2.12. Общий вид зарядового упорядочения (а) и соответствующих ему возможных типов орбитального упорядочения (б-г) в системе $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$ при половинном ($x = 0,5$) легировании; \bullet — Mn^{4+} , \circ — Mn^{3+}

было бы дополнительно проверить по оптическим спектрам иона Mn^{4+} , в которых должны присутствовать линии, дипольно запрещенные в centrosymmetric решетках.

Еще один вид упорядочения в виде полосовых структур (страйпов) был обнаружен в манганитах составов $\text{La}_{0,33}\text{Ca}_{0,67}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0,25}\text{Ca}_{0,75}\text{MnO}_3$ [144].

Как и в $\text{La}_{0,5}\text{Ca}_{0,5}\text{MnO}_3$, соответствующее зарядовое упорядочение вдоль направлений [111] (диагоналей квадратной ре-

шетки на рис. 2.12 а) в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с так называемыми соизмеримыми составами остается цепочечным. Орбитальное — также сохраняет свой вид, но цепочки, образованные квадру-полями с разной ориентацией главных осей, идут неравномерно (рис. 2.13). Главный строительный элемент структуры — поло-совой «сэндвич» $\text{Mn}^{3+}\text{-Mn}^{4+}\text{-Mn}^{3+}$ — сохраняет свою особую стабильность и в других соизмеримых структурах. Последнее

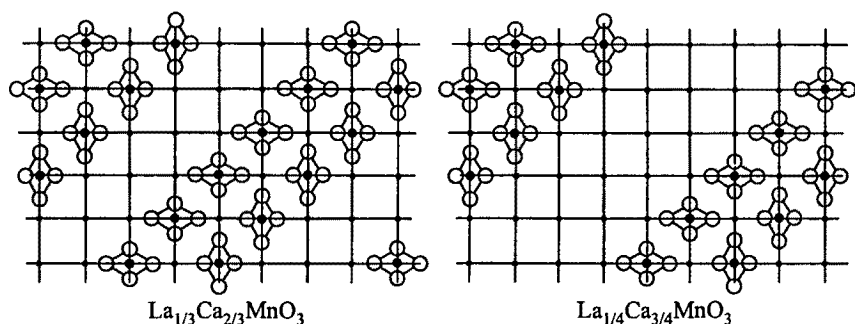


Рис. 2.13. Модельное представление ориентации и периодов следования полос $\text{Mn}^{3+}\text{-Mn}^{4+}\text{-Mn}^{3+}$, а также сопутствующее последним орбитальное упорядочение в базисной плоскости различных манганитов (неискаженные октаэдры не показаны); ● — Mn^{4+} , ● — Mn^{3+} [136]

свидетельствует о том, что между двумя ян-теллеровскими деформированными цепочками Mn^{3+} существуют силы, несомненно, упругого происхождения, связывающие их в единую устойчивую полосу, обязательным звеном которой является еще одна — промежуточная — цепочка изотропных ионов Mn^{4+} . Между такими, уже сформировавшимися, полосами из трех цепочек, видимо, превалирует отталкивание, препятствующее их дальнейшей «конденсации» и делающее расстояние между ними максимально возможным для каждого данного состава.

Длины наблюдаемых полос составляли от 200 до 500 Å. Кроме того, измерения с использованием туннельного электронного микроскопа показали, что период (около 4,5 Å) в цепочках $\text{Mn}^{3+}\text{-Mn}^{4+}\text{-Mn}^{3+}$ заметно меньше среднего (примерно 5,5 Å), а в полосах из Mn^{4+} — больше (достигает примерно 6,5 Å). Примитивная оценка проигрыша в кулоновской энергии $e^2(4,5^{-1}-5,5^{-1})$ дает около 0,6 эВ/ион Mn^{3+} , что сопоставимо с выигрышем в энергии ян-теллеровского взаимодействия. При этом радиус корреляции страйпов перпендикулярно цепочкам составляет порядка $(2-3) \cdot 10^2$ Å (в плоскостях, где они лежат) и до порядка 10^3 Å (вдоль образуемых тройными цепочками

плоскостей). Следует иметь в виду, что полосовая структура относится лишь к ab -плоскостям. Будучи скоррелированными, полосы из разных ab -плоскостей уже сами образуют ac - или bc -плоскости с упорядочением соответствующего характера. Сказанное позволяет считать, что флуктуации стехиометрии допантов тоже могут и должны влиять на формирование периодического цепочечного (полосового) упорядочения в оксидах переходных металлов.

2.3. Транспортные процессы в слоистых доменных структурах

В последнее десятилетие двадцатого века получило быстрое развитие новое направление в электронике, связанное с разработкой оригинальных способов управления электронным потоком, значительно отличающихся от традиционных принципов управления в обычных электронных приборах — диодах, транзисторах, полупроводниковых лазерах и т. д. Наиболее заметные успехи в этом направлении были достигнуты при использовании спин-поляризованных электронов [145, 146], что позволило обозначить это направление электроники как спиновая электроника

или, кратко, спинтроника (spintronics). Одна из главных задач спинтроники состоит в создании управляемого по состоянию спина электронного потока.

В первое время основное внимание было обращено на многослойную систему, состоящую из тонкопленочных слоев ферромагнитных материалов (Fe или Co), разделенных немагнитным проводящим металлом (Cu или Cr). Дей-

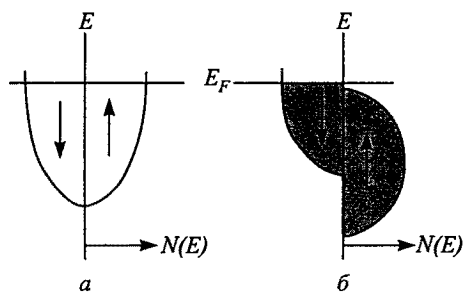


Рис. 2.14. Схематическое представление плотности состояний $N(E)$ для нормального (а) и ферромагнитного (б) металлов; E_F — энергия Ферми

ствие такого контакта основано на сильном магниторезистивном эффекте, реализуемом за счет транспорта спин-поляризованных электронов. Поскольку плотность состояний для немагнитного металла равна для спинов с различной ориентацией, спиновая поляризация отсутствует (рис. 2.14) [134]. И, в то же время, в ферромагнитных металлах плотность состояний для спинов «вверх» и «вниз» различается. Поскольку энергия системы понижается, большее число состояний заполнено спинами «вниз».

При приложении разности потенциалов к слоистой системе (рис. 2.15) [134] электроны с поляризованными «вниз» спинами будут перемещаться от ферромагнитного металла к нормальному металлу (рис. 2.15 а) и далее ко второму ферромагнетику.

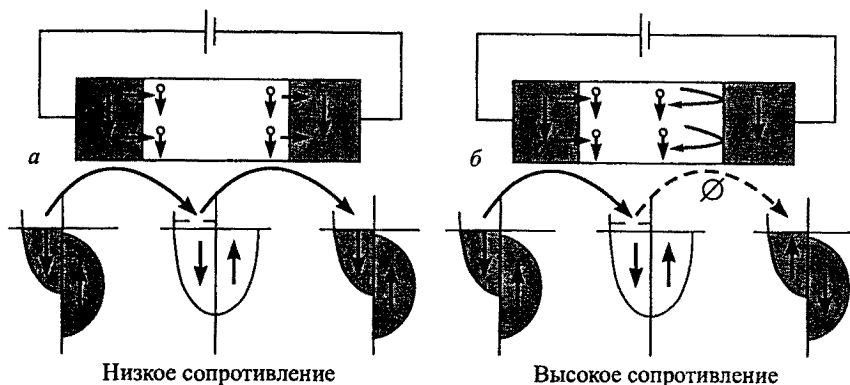


Рис. 2.15. Фильтр для спин-поляризованных электронов

Цепь будет обладать малым сопротивлением, если микроскопические ферромагнитные моменты будут параллельны друг другу. Если же намагниченности обоих магнитных слоев антипараллельны (рис. 2.15 б), то сопротивление будет резко возрастать. Электроны, легко перемещающиеся из первой магнитной области в немагнитную область, далее не проникают во вторую магнитную область, поскольку для них нет соответствующих состояний. Практически изменение направления намагниченности можно создавать магнитным полем (рис. 2.16) [134]. Такие устройства получили название «спиновый клапан» (*spin valve*) или «спиновый фильтр» (*spin filter*).

Распространение поляризованных электронов возможно и между двумя ферромагнитными пленками, разделенными диэлектрической пленкой, за счет туннельного эффекта. Так же, как и в предыдущем случае, туннелирование электронов в приложенном электрическом поле возникает только при параллельной ориентации суммарных магнитных моментов ферромагнитных пленок. По-видимому, наибольшим эффектом при создании магнитных туннельных переходов будут обладать пленки манганитов, находящихся в ферромагнитном состоянии [147], а в качестве диэлектрического слоя — диэлектрическая пленка SrTiO_3 . Главным преимуществом манганитов по отношению к другим ферромагнетикам является их высокая поляризация спинов, которая может достигать почти 100% на уровне Ферми.

Таким образом, сверхрешетка, состоящая из трехслойных компонентов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3 - \text{SrTiO}_3 - \text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ и насчитывающая определенное количество слоев, как показано в [148], обладает значительным сопротивлением, управляемым магнитным полем до 200 эрстед.

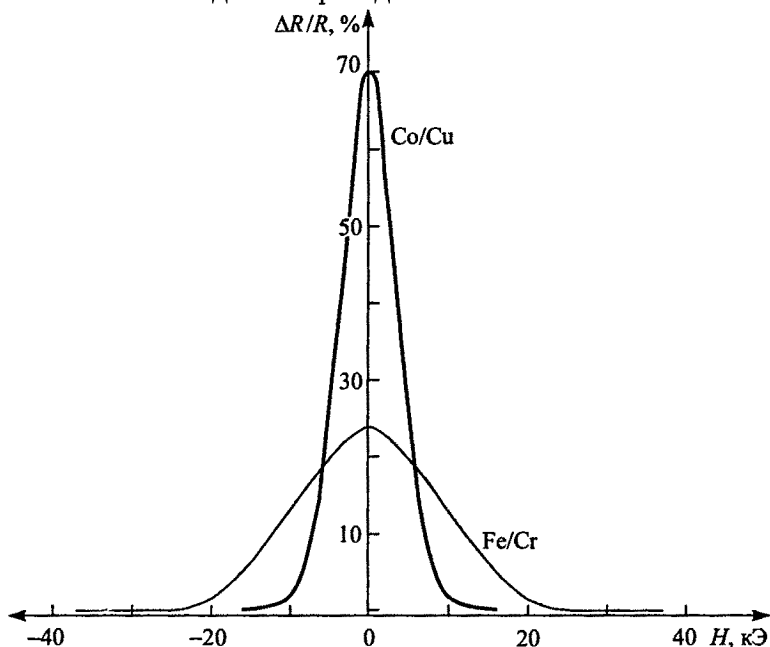


Рис. 2.16. Изменение сопротивления $\Delta R/R$ при комнатной температуре для мультислоев Co-Cu-Co и Fe-Cr-Fe в приложенном магнитном поле [1]

При этих экспериментах была установлена значительная зависимость магнетосопротивления не только от концентрации стронция и температуры, что является обычным для манганитов, но также и от суммарной толщины слоев манганита в сверхрешетке (рис. 2.17). Последнее обстоятельство позволяет подбирать оптимальные условия для создания спиновых фильтров путем варьирования количества слоев в сверхрешетке.

На следующем этапе развития спинтроники получили распространение методы инжекции спин-поляризованных электронов в немагнитные полупроводники. Наиболее перспективным является использование ферромагнитного проводника в качестве источника спин-поляризованных электронов, поскольку в магнетиках, как уже отмечалось выше, различна плотность состояний для спинов, направленных «вверх» и «вниз» по полю. В свою очередь, управление спин-поляризованным потоком

электронов наиболее эффективно осуществлять в полупроводнике, куда из ферромагнетика инжектируются поляризованные электроны. Управление плотностью тока поляризованных электронов также можно осуществлять с помощью магнитного поля. Такая относительно легко осуществляемая конструкция, объединяющая в единое целое магнитные и полупроводниковые слои, могла бы найти широкое применение совместно с другими полупроводниковыми элементами [149].

Эффективность подобных конструкций определяется степенью поляризации электронов и возможностями инжекции электронов в полупроводник. Количество инжектированных электронов будет зависеть от различия проводимостей ферромагнитного металла и полупроводника, длиной свободного пробега для поляризованных электронов и спиновым состоянием электронов в полупроводнике. Учитывая, что ферромагнитные металлы обладают

большой проводимостью и относительно малой длиной волны, в первых экспериментах подобного типа с использованием контакта ферромагнитный металл–полупроводник поляризация электронного тока составляла не более одного процента [150]. Для увеличения степени инжекции поляризованных электронов было предложено использовать более эффективные контакты. Так, определенными преимуществами могут обладать полуметаллические ферромагнетики, у которых при $T = 0$ на уровне Ферми имеются электроны только с одним направлением спина.

С другой стороны, эффективность транспорта спин-поляризованных электронов между двумя ферромагнетиками можно повысить за счет использования доменной структуры ферромагнетика. Как показано в [151], путем регулирования периода доменной структуры за счет движения доменных границ

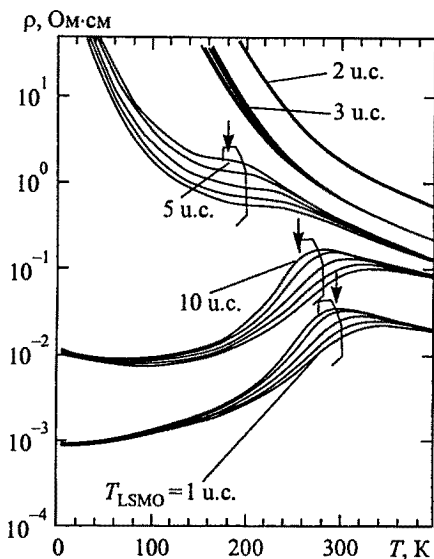


Рис. 2.17. Температурная зависимость сопротивления для сверхрешетки $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,2$) — SrTiO_3 при разных значениях приложенных магнитных полей и различных суммарных толщинах, измеряемых в атомных единицах (у.е.)

в магнитном поле можно изменять поток электронов; в свою очередь, ток влияет на магнитное состояние слоя магнетика за счет инжекции спинов в этот слой и s - d -обмена.

Наиболее успешная экспериментальная реализация спиновой поляризации была осуществлена в разбавленном магнитном полупроводнике $\text{Be}_x\text{Mn}_y\text{Zn}_{1-x-y}\text{Se}$, в котором наблюдается гигантское расщепление спиновых подзон в магнитном поле [152]. При контакте этого магнитного полупроводника с немагнитным полупроводником (GaAs) была достигнута почти 100%-ная поляризация тока, втекающего из магнетика в немагнетик. Несмотря на ранний возраст исследований по спинтронике, уже последовало несколько предложений по реализации регулируемого транспорта спин-поляризованных электронов в спиновом транзисторе [153, 154].

Не менее важным для практических применений является недавно обнаруженный сильный магнитоэлектрический эффект в слоистых структурах: никелевом феррите — титанате-цирконате свинца (PZT) [155] и $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ (LSMO)–PZT [156]. Особенность данных результатов состоит в том, что уже с самого начала обнаружения в 1961 г. [157] магнитоэлектрических взаимодействий, т. е. возникновения в диэлектрическом кристалле намагниченности, индуцированной электрическим полем, или поляризации, индуцированной магнитным полем, вносились предложения о практических применениях этого эффекта (магнитная память, затворы, фазовращатели, оптические переключатели). Однако до конца двадцатого века ни одно из подобных устройств не получило практической реализации вследствие малости магнитоэлектрического эффекта в реальных однородных монокристаллах. Для сравнения, в одном из самых перспективных ранее материалов Cr_2O_3 величина магнитоэлектрического эффекта не превышала 20 мВ/(см·Э). Использование многослойных систем «никелевый феррит–PZT» позволило увеличить этот коэффициент до 1500 мВ/(см·Э) и в слоистой структуре «LSMO–PZT» до 60 мВ/(см·Э). Основой использования структур «магнетик–пьезоэлектрик» является возникновение механической деформации в магнетике, обладающем сильной магнитострикцией, под действием приложенного магнитного поля. Далее эта деформация создает на поверхности пьезоэлектрика электрическое поле. Особенность подобных слоистых структур состоит в возможности генерации переменных электрических полей вплоть до микроволновых частот.

КИНЕТИКА И МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ИНДУЦИРОВАННЫХ ДОМЕНОВ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

3.1. Индуцированные домены в сегнетоэлектриках

Процессы образования доменов в сегнетоэлектриках были наиболее полно изучены с помощью приложения импульсных электрических полей, превышающих по амплитуде коэрцитивные поля E_c . Наблюдение за процессами переполяризации осуществлялось как по временным зависимостям коэрцитивных полей, токов переполяризации [69–71], так и непосредственно с помощью сканирующих туннельного и атомно-силового микроскопов [43]. Было обнаружено, что процессы инверсии первоначального доменного состояния под действием внешнего поля E , обратного полю спонтанной поляризации, имеют многоступенчатый характер. Вначале домены в виде острых игл наноразмеров образуются вблизи электродов, а затем начинается их выстраивание по всему объему, достигающее в результате боковых поверхностей кристалла. Одновременно происходит процесс коалесценции доменов, которые впоследствии достигают размеров микрометров. В зависимости от длительности и интенсивности импульсов электрического поля наблюдалось как возникновение отдельных доменов нано- и микро размеров, так и образование различных типов квазипериодических структур. Так, в ниобате лития формировались полосовые домены с шириной менее 100 нм и цепи круглых и треугольных доменов диаметром 30–50 нм с линейной плотностью до 10^4 мм^{-1} .

Характер образования первичных зародышей также определяется структурой металлических электродов. При использовании однородных электродов, нанесенных на противоположные поверхности, перпендикулярные оси поляризации, инвертированные домены вначале хаотично образуются вблизи поверхности, а затем распространяются вглубь в форме игл или треугольников. Для структуры периодических электродов первичные домены в виде острых клиньев образуются на полярной поверхности (0001) вдоль краев электродов (рис. 3.1 а) [43]. Затем происходит прорастание новых доменов в полярном и боковых

направлениях (рис. 3.1 б), пока они не займут всю площадь под электродами (рис. 3.1 в); на этой стадии домены имеют размеры, определяемые площадью электродов. На последнем этапе плоские доменные границы сформировавшихся макродоменов смещаются за пределы электродов (рис. 3.1 г). Процесс бокового смещения прекращается вследствие уменьшения локального поляризующего поля за пределами электродов.

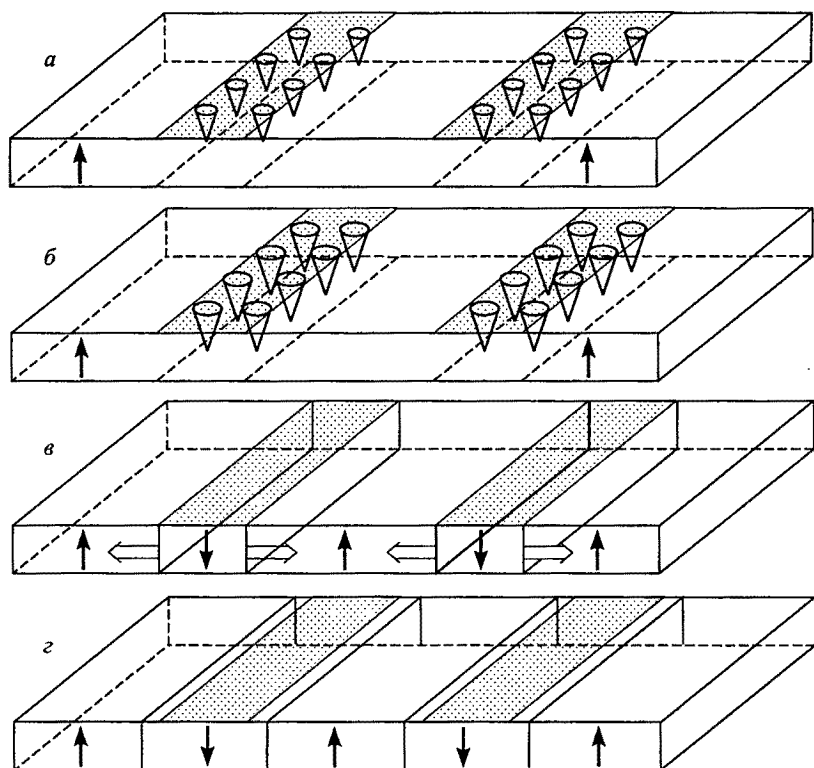


Рис. 3.1. Процесс формирования периодической доменной структуры в сегнетоэлектрике при приложении электрического поля

Отражением процессов доменообразования в электрическом поле является временное изменение значений поля, необходимого для переполаризации. Как следует из экспериментальных данных [69–71], после выполнения условия $E \geq E_c$ происходит изменение направления спонтанной поляризации с одновременным возникновением внутреннего поля. Это поле образуется полем деполаризации $E_{\text{деп}}$ и полем объемных зарядов E_d . Деполаризующее поле в сегнетоэлектриках обусловлено присутствием

приповерхностных зарядов и замедляет рост доменов:

$$E_{\text{dep}} = \frac{2L_D P_s}{\epsilon \epsilon_0 L}, \quad (3.1)$$

где L_D и L — соответственно дебаевская длина и длина кристалла.

Возникновение поля объемных зарядов E_d связано с несколькими динамическими процессами. Во-первых, с пространственным перемещением вдоль оси поляризации ионов, образующих кристаллическую решетку в переполаризующем поле (рис. 3.1). Во-вторых, с перераспределением свободных носителей заряда и их возможным захватом структурными или примесными центрами. В-третьих, с пространственным перераспределением примесных ионов группы железа, практически всегда присутствующих в кристаллах оксидных сегнетоэлектриков. Низкая подвижность ионов и электронов в сегнетоэлектриках с низкой проводимостью определяет достаточно длинное время релаксации поля E_d . Для оксидных сегнетоэлектриков время релаксации поля E_d варьируется от единиц до тысяч секунд.

Поле E_d в значительной степени компенсирует коэрцитивное поле. Таким образом, возникновение микродоменов происходит под действием суммарного локального электрического поля

$$E_{\Sigma}(r_i, t) = E + (E_d - E_{\text{dep}}), \quad (3.2)$$

где r — локальная координата.

Качественно процесс переполаризации можно описать следующим уравнением

$$E_{\Sigma} = E_c - E_d \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (3.3)$$

Частичная компенсация коэрцитивного поля позволяет сделать практический вывод о возможности управления доменообразованием с помощью малых внешних электрических полей в период существования сильного внутреннего поля.

Наиболее сложным и пока не полностью разрешенным является вопрос о том, какие центры являются зародышами доменов. Для кристаллов, содержащих примесные ионы, наиболее вероятно образование зародышей вблизи примесных ионов, сильно связанных с решеточным окружением и обладающих собственными градиентами электрических полей, направленных навстречу полю спонтанной поляризации. К таким ионам относятся Fe^{2+} , Mn^{3+} , Cr^{2+} , Cr^{4+} и ряд других ионов группы

железа. Поскольку вокруг этих ионов поле спонтанной поляризации будет частично компенсироваться собственным полем иона, то и условия переполяризации будут более легкими. Также возможно образование зародышей вблизи таких структурных ионов, которые замещают другие структурные ионы в решетке для кристаллов конгруэнтного состава. Например, для ниобата лития такими ионами являются ионы ниобия, замещающие ионы лития.

3.2. Индуцированные домены в магнетиках

Равновесная магнитная структура, возникающая ниже температуры магнитного фазового перехода, определяется минимумом полной энергии магнетика, включающей энергию обменного взаимодействия, магнитной анизотропии, магнитостатическую и упругую энергии. Конкретная форма доменной структуры, помимо энергетических факторов, зависит также от формы и размеров образца, температуры, внешнего магнитного поля и других параметров. Конкретный набор этих параметров и определяет тип магнитных доменов. Для магнитных пленок результирующая магнитная анизотропия определяет тип магнитной структуры и характер процессов намагничивания. Например, наибольшее применение для записи информации получили магнитные пленки с перпендикулярной поверхности осью легкого намагничивания. В таких материалах образуются стабильная полосовая или лабиринтная доменная структуры, или решетка, состоящая из цилиндрических магнитных доменов.

В последние годы был предпринят ряд попыток формирования в магнитных пленках смешанной доменной структуры. Так, в работе [158], на равновесную полосовую структуру, образованную в пленке феррит-граната $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, воздействовали сфокусированным лазерным пучком. В результате лазерного нагрева выше температуры Кюри T_C в области полосового домена происходило локальное разрушение ферромагнитного состояния. Это, по мнению авторов, приводило к возникновению неравновесной смешанной доменной структуры: полосовой ферромагнитный домен–цилиндрический парамагнитный домен внутри него. С течением времени нагрева такая нестационарная доменная структура видоизменялась за счет увеличения размера цилиндрического домена и соответствующего этому процессу искажения исходной полосовой структуры. После окончания лазерного воздействия и охлаждения нагретой области происходил обратный процесс восстановления равновесной полосовой структуры.

Устойчивая квазиравновесная смешанная структура, подобная описанной выше, была создана в пленке состава $(\text{Bi}_{0,7}\text{Lu}_{0,3})_3(\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2})_5\text{O}_{12}$ воздействием только магнитного поля [133]. Необходимая конфигурация — цилиндрический домен внутри полосовой доменной структуры — создавалась определенной последовательностью приложения импульсных магнитных полей вдоль и перпендикулярно поверхности пленки. В результате наблюдалась смешанная структура, состоящая из полосовых доменов с шириной порядка 16 мкм и ЦМД диаметром 6,75 мкм внутри (рис. 2.2).

3.3. Динамические магнитные доменные структуры

Как теоретически показано в работах [59, 114], акустические волны могут индуцировать динамические ПДС в однородно упорядоченных магнетиках, причем ширина доменов и доменных границ будут определяться длиной акустической волны и ее амплитудой. Причиной тому является возникновение дополнительной одноосной магнитной анизотропии, обусловленной магнитострикцией. Этот эффект наиболее сильно должен проявиться вблизи ориентационных магнитных фазовых переходов типа «легкая ось» — «легкая плоскость». При достаточной амплитуде акустической волны будет происходить периодическое изменение значения и знака константы магнитной анизотропии, приводящее к анизотропии «легкая плоскость» в области сжатия и к анизотропии «легкая ось» в области растяжения (при положительном знаке константы магнитострикции). При выполнении условия, что энергия анизотропии значительно превосходит обменную энергию, ранее магнитооднородный образец будет разбиваться на отдельные слои с чередующимися направлениями намагниченности: вдоль и поперек направления распространения акустической волны. При распространении в магнетике бегущей волны индуцированная доменная структура будет перемещаться по образцу со скоростью акустической волны; при возбуждении стоячей волны ПДС будет иметь устойчивое пространственное распределение, определяемое периодом стоячей волны.

Таким образом, в магнетиках может возникать полосовая доменная структура с 90° -ными доменными границами. Показано, что намагниченность будет успевать подстраиваться под упругие деформации, создаваемые акустической волной, если время релаксации меньше периода колебаний. Для реальных

магнетиков таким условиям удовлетворяют акустические колебания с частотами до нескольких мегагерц.

Кинетика образования акустически индуцированных доменов будет качественно отличаться от процессов обычного доменобразования в магнетиках. Поскольку соотношение ширины домена d и доменной границы зависит от амплитуды деформации u в акустической волне следующим образом:

$$d = \frac{\lambda}{2} - \delta, \quad (3.4)$$

где $\delta = (\alpha\lambda/\gamma u)^{1/3}$, λ — константа неоднородного обмена, то с увеличением амплитуды u ширина доменной границы уменьшается, а ширина домена растет до $\lambda/2$. Полосовая доменная структура возникает и при $\delta \approx d$, однако изменение направления намагниченности будет меньше 90° .

Теоретические расчеты получили подтверждение в последующих экспериментах. Так, в работе [62] была обнаружена бегущая доменная структура, созданная продольной акустической волной в легкоплоскостном антиферромагнетике FeVO_3 . Стоячая и бегущая периодические доменные структуры наблюдались в гематите [160]. При этом бегущая ПДС перемещалась со скоростью бегущей акустической волны.

В работе [161] наблюдалось резонансное усиление акустических колебаний на индуцированной доменной структуре в борате железа в условиях, когда по толщине образца размещалось целое число доменов. Поскольку кристаллы FeVO_3 обладают сильным магнитоупругим взаимодействием, то для возбуждения акустических колебаний использовался бесконтактный электромагнитный способ. При этом исследуемые монокристаллические образцы FeVO_3 , изготовленные в виде тонких пластинок с толщинами $L = 1,24; 0,77$ и $0,26$ мм, помещались в катушку индуктивности частотно перестраиваемого колебательного контура. Переменное $H(t)$ и постоянное H магнитные поля были приложены в базисной плоскости (111) кристаллов перпендикулярно друг другу ($H(t) \perp H \perp C_3$, где C_3 — ось третьего порядка). В такой геометрии возбуждаются сдвиговые магнитоупругие волны, связанные с компонентой b_{14} магнитоупругого тензора [2, 162] и распространяющиеся вдоль оси C_3 ($k_n \parallel C_3$). При размерном упругом резонансе, когда параметр L кратен длине полуволны, волновой вектор k_n определяется выражением

$$k_n = \frac{2\pi}{L} (2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.5)$$

Сигнал упругого размерного резонанса регистрировался по изменению добротности радиочастотного колебательного конту-

ра, что соответствует сигналу резонансного увеличения амплитуды акустических колебаний (рис. 3.2).

Для всех исследованных образцов наблюдались размерные резонансы на основной частоте ($n = 0$) и высших гармониках [163]. Однако было установлено, что интенсивность размерных резонансов зависит от напряженности приложенного статического магнитного поля, как следует из рис. 3.2. Эта зависимость носит резонансный характер, причем $H_{\text{рез}}$ имеет практически одно и то же значение для различных толщин образцов, основной и высших гармоник.

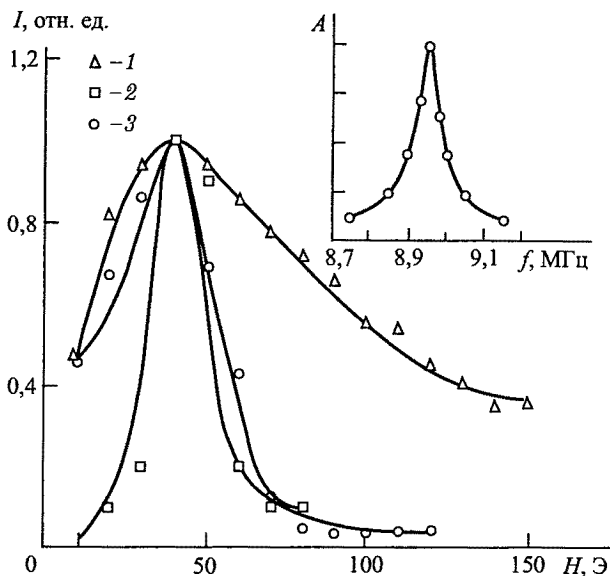


Рис. 3.2. Зависимость интенсивности сигналов размерного магнитоупругого резонанса от магнитного поля для трех случаев: $L = 0,77$ мм, $n = 0$, $f_0(\infty) = 3,115$ МГц (1); $L = 0,77$ мм, $n = 1$, $f_1(\infty) = 9,4$ МГц (2); $L = 0,26$ мм, $n = 0$, $f_0(\infty) = 9,1$ МГц (3). Все кривые имеют максимум при $H \approx 40$ Э

Такое поведение интенсивности размерных резонансов может найти объяснение в особенностях перестройки ростовой доменной структуры и формировании динамической доменной структуры полем акустической волны.

Как известно [162], доменная структура в FeVO_3 представляет собой распределенные по толщине слои — домены с различным направлением намагниченности в базисной плоскости, разделенные 180° -ными границами типа Блоха. В свою очередь, в каждом слое имеются 180° -ные домены, разделенные границами Нееля. При наложении статического поля в плоскости

легкого намагничивания в первую очередь исчезают доменные границы типа Нееля ($H \sim 1-5$ Э). Дальнейший рост поля H приводит к исчезновению границ Блоха ($H \sim 35-40$ Э) и полной монодоменизации кристалла.

Для монодоменных образцов легкоплоскостных антиферромагнетиков частота размерного упругого резонанса определяется выражением

$$f_n(H) = f_n(\infty) \left[1 - \frac{4H_E B_{14}^2}{c_{44}\mu_0 (H^2 + HH_D + 2H_E H_{ms})} \right]^{1/2}; \quad (3.6)$$

$$f_n(\infty) = \frac{2n+1}{2L} \left(\frac{c_{44}}{\rho} \right)^{1/2},$$

где $H_E = 3 \cdot 10^6$ Э — обменное поле; $H_D = 0,7 \cdot 10^5$ Э — поле Дзялошинского; c_{44} — компонента тензора модулей упругости, определяющая скорость сдвиговых волн в направлении C_3 ; H_{ms} — эффективное поле спонтанной магнитострикции; μ_0 — намагнитченность подрешетки; $f_n(\infty)$ — частота размерного резонанса при $H \rightarrow \infty$; ρ — плотность кристалла.

Зависимость интенсивности сигнала размерного упругого резонанса для монодоменного образца имеет вид

$$I_n(H) \sim (H^2 + HH_D + 2H_E H_{ms})^{-1}. \quad (3.7)$$

Ранее выполненные эксперименты по полевой зависимости $f_n(H)$ на монодоменных образцах показали, что выше 100 Э теоретические зависимости (3.6) полностью совпадают с экспериментальными кривыми [2].

При анализе экспериментов, проводимых в полях с более низкими напряженностями ($H < 100$ Э), необходимо также учитывать то обстоятельство, что процессы смещения доменных границ будут экранировать проникновение переменного поля $H(t)$ внутрь доменов. Поскольку экранирование растет с увеличением числа границ (при уменьшении H), в результате уменьшается объем образца, в который проникает поле $H(t)$, что и приводит к уменьшению интенсивности размерного резонанса при $H < 40$ Э. С другой стороны, доменные структуры создают дополнительные спонтанные магнитострикционные напряжения, что дополнительно усиливает зависимость H_{ms} от концентрации доменов.

Итак, учитывая вышесказанное, можно полагать, что в интервале полей 35–40 Э уже наступает монодоменизация образцов, но магнитные моменты остаются лабильными и могут ориентироваться в поле магнитоупругой волны. Как следует из данных рис. 3.2, резкое возрастание зависимости $I(H)$ на основной частоте и гармониках соответствует переориентации лабильных магнитных моментов. При этом возрастание на третьей гармонике связано с резонансными колебаниями доменных границ. Этим же обстоятельством можно объяснить резкое сужение резонанса $I(H)$ с переходом от основной частоты к третьей гармонике. С дальнейшим ростом напряженности магнитного поля магнитные моменты закрепляются в поле и интенсивность магнитоупругого резонанса резко падает.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ДОМЕННЫМИ СТРУКТУРАМИ

ПДС можно рассматривать как систему анизотропных сред, разделенных границами, на которых в зависимости от класса симметрии среды происходит изменение диэлектрических, электрооптических, упругих, пьезоэлектрических или магнитоупругих параметров. В частности, для оксидных нецентросимметричных сегнетоэлектриков на границах 180° -ных доменов будут изменять знак элементы тензоров третьего ранга, описывающие квадратичную диэлектрическую восприимчивость и пьезоэффект. Таким образом, границы доменов вносят дополнительный вклад в оптическую или акустическую нелинейности кристаллов, что расширяет возможности использования таких линейных и нелинейных оптических или акустических эффектов как отражение, преломление и генерация основной и высших гармоник, параметрическое преобразование частоты.

4.1. Распространение оптических волн через периодические структуры

Как уже отмечалось во введении, квазикристаллические и фотонные структуры на первом этапе рассматривались в одномерном приближении, в котором предполагалось существование двух сортов изотропных бездиссипативных слоев, отличающихся показателями преломления.

Когерентный оптический пучок, распространяющийся вдоль такой периодической структуры в данных условиях, будет претерпевать отражение и преломление на каждой границе раздела. В результате возникает сложная структура волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях по отношению к первичным волнам и взаимодействующих между собой. В теории связанных мод [25], описывающей распространение электромагнитного излучения в периодической слоистой структуре, все взаимодействующие волны сводятся к двум волнам с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 , которые распространяются либо в одном,

либо в противоположных направлениях. Их сильное взаимодействие возможно при выполнении двух условий:

1) продольного фазового синхронизма

$$\Delta k = k_1 - k_2 - m \frac{2\pi}{d} = 0, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.1)$$

для волн, распространяющихся в одном направлении, и

$$\Delta k = k_1 + k_2 - m \frac{2\pi}{d} = 0, \quad (4.2)$$

для волн, распространяющихся в противоположных направлениях (здесь D — период модуляции);

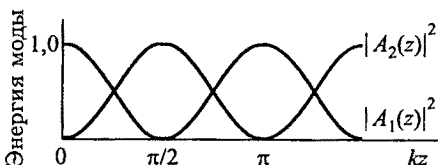
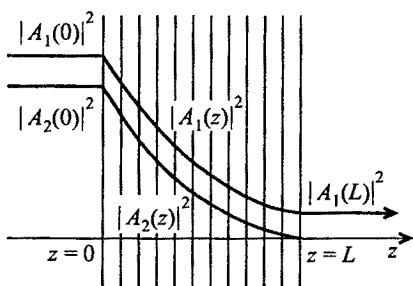


Рис. 4.1. Пространственное распределение энергий двух пучков, распространяющихся в одном направлении



Периодическая слоистая среда

Рис. 4.2. Пространственное распределение энергий двух пучков, распространяющихся в противоположных направлениях

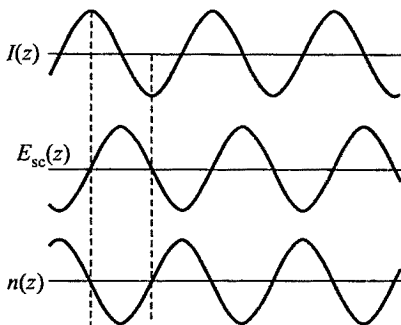
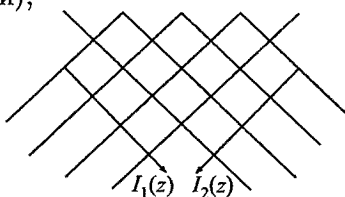


Рис. 4.3. Оптически индуцированное формирование голографической решетки: $I(z)$ — интенсивность суммарного оптического пучка после интерференции двух первичных пучков; $E_{sc}(z)$ — фотоиндуцированное электрическое поле; $n(z)$ — фотоиндуцированное распределение показателя преломления

2) динамического соотношения волнового вектора и длины L : максимальному пропусканию (рис. 4.1) оптического пучка через ПДС соответствует

$$|k_m| L = (2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (4.3)$$

а максимальное отражение (рис. 4.2) возникает при

$$|k_m| L = m\pi. \quad (4.4)$$

К периодическим структурам, отличающимся периодической модуляцией показателя преломления, относятся и волоконные брэгговские решетки [164], которые можно рассматривать как одномерные фотонные кристаллы. Рассмотрение условий оптической прозрачности в таких структурах показало [165] их полное соответствие вышеизложенной модели, согласно которой фотонная щель возникает вблизи брэгговской длины волны

$$\lambda_B = 2\pi n_0 D. \quad (4.5)$$

К таким периодическим структурам относятся и голографические решетки в фоторефрактивных кристаллах [69]. Поскольку оптически наведенные электрические поля достигают напряженностей 10^4 – 10^5 В/см, вследствие электрооптического эффекта создаются периодические изменения показателя преломления порядка 10^{-4} – 10^{-3} , описываемые в первом приближении периодической функцией (рис. 4.3):

$$n(z) = n(0) [1 + m \cos kz], \quad (4.6)$$

где $n(0)$ — показатель преломления вне области голографической решетки.

4.2. Распространение оптических волн через ПДС

Поскольку тензоры диэлектрической восприимчивости χ_0 и проницаемости ϵ , описывающие оптические свойства в диэлектрических средах, сохраняются постоянными от домена к домену в ПДС, то и распространение оптической волны не будет зависеть от доменной структуры. Однако приложение постоянного электрического поля к ПДС вследствие электрооптического эффекта создает периодические изменения значения и знака показателя преломления и коэффициента диэлектрической проницаемости.

Изменение показателя преломления n приводит к фазовому сдвигу для волны, распространяющейся через домен:

$$\varphi = \frac{\pi r n_e^3 E L}{\lambda} (\bar{E}_0 \cdot \bar{P}_0), \quad (4.7)$$

где r — соответствующий электрооптический коэффициент; n_e — показатель преломления необыкновенного луча; \bar{P}_0 и \bar{E}_0 — единичные векторы поляризации в домене и приложенного поля соответственно; L — длина образца в направлении распространения луча.

Вследствие различия в знаках коэффициента r фазовые углы также будут иметь противоположные знаки для соседних доменов. Максимальный эффект будет возникать при коллинеарности векторов поляризации в доменах и электрического поля, что позволяет рассматривать ПДС как фазовую дифракционную решетку, период которой равен периоду ПДС.

Приложение электрического поля к ПДС перпендикулярно к доменным границам будет сопровождаться периодическим изменением значений и знака элементов диэлектрических тензоров.

Реальную систему для распространения оптической волны через квазипериодическую доменную структуру можно представить в виде, показанном на рис. 4.4 [126]. При этом ось

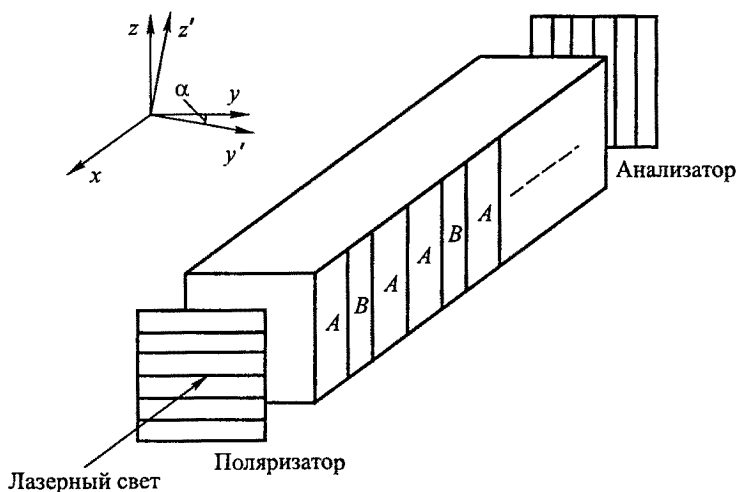


Рис. 4.4. Пространственная конфигурация ПДС: x, y, z — главные оси невозмущенного диэлектрического тензора; x, y', z' — те же оси при приложении электрического поля

пропускания поляризатора направлена вдоль оси y , а анализатора — вдоль оси z . В отсутствие электрического поля ПДС будет однородна по отношению к распространению оптического пучка вдоль оси x . Тогда тензор диэлектрической проницаемости в координатных осях ПДС имеет вид

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость в вакууме; n_o и n_e — по-

казатели преломления соответственно для обыкновенного и необыкновенного оптических пучков.

В присутствии электрического поля, приложенного вдоль оси y , вследствие электрооптического эффекта ПДС становится неоднородной по отношению к распространению оптического пучка. Поскольку приложение поля даже с напряженностью $E \sim 10^6$ В/см создает только малые изменения в тензоре диэлектрических проницаемостей, то такое изменение значений ϵ можно рассматривать как возмущение в линейном пределе:

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} + \Delta\epsilon, \quad (4.9)$$

где

$$\Delta\epsilon = -\epsilon_0 r_{42} E_2 n_o^2 n_e^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} f(x); \quad (4.10)$$

$$f(x) = \begin{cases} +1 & \text{для } x \text{ в положительном домене,} \\ -1 & \text{для } x \text{ в отрицательном домене;} \end{cases}$$

r_{42} — электрооптический коэффициент; E_2 — приложенное электрическое поле.

Для квазипериодической структуры функция $f(x)$ должна быть заменена более сложным выражением, учитывающим неравенство ширин положительных и отрицательных доменов:

$$f(x) = \int f(k) \exp(-ikx) dk \quad (4.11)$$

и

$$\begin{aligned} f(k) &= \frac{1}{2\pi} \int f(x) \exp(ikx) dx = \\ &= \frac{1}{ik\pi} \left(\sum_j \exp(ikx_{2j+1}) + \exp(i\pi) \sum_j \exp(ikx_{2j}) \right), \end{aligned} \quad (4.12)$$

где x_n — позиция границ доменов.

В уравнении (4.12) суммарный член отражает структурный фактор, который делится на две части, одна из которых отстает от другой на фазовый угол $\exp[i(kl + \pi)]$. Таким образом, выражение (4.12) можно записать как

$$f(k) = \frac{2}{\pi k} \exp\left(i \frac{kl}{2}\right) \sin \frac{kl}{2} \sum_j \exp(ikx_{2j}). \quad (4.13)$$

Для бесконечной длины с $d_A/d_B = \tau$ уравнение (4.12) трансформируется следующим образом:

$$f(k) \propto \sum_{m,n} \exp \left[i \left(\frac{kl}{2} + X_{m,n} \right) \right] \frac{\sin(kl/2)}{k} \frac{\sin X_{m,n}}{X_{m,n}} \delta(k - G_{m,n}), \quad (4.14)$$

где

$$X_{m,n} = \pi \tau^2 \frac{m\tau - n}{1 + \tau^2}, \quad (4.15)$$

$$G_{m,n} = 2\pi \frac{m + n\tau}{D}, \quad (4.16)$$

$$D = \tau d_A + d_B. \quad (4.17)$$

Подставляя уравнение (4.14) в уравнение (4.11), получим

$$f(x) \propto \sum_{m,n} \exp \left[i \left(\frac{kl}{2} + X_{m,n} \right) \right] \frac{\sin(kl/2)}{k} \frac{\sin X_{m,n}}{X_{m,n}} \exp(-ikx). \quad (4.18)$$

Из уравнения (4.10) очевидно, что только волны с поляризациями y и z могут взаимодействовать между собой. Используя уже ранее разработанный способ [25], основанный на классических уравнениях Максвелла в параболическом приближении, получим выражения для амплитуд y - и z -мод поляризованных волн:

$$\frac{dA_2}{dx} = -iK A_3 \exp(i\Delta kx); \quad (4.19)$$

$$\frac{dA_3}{dx} = -iK^* A_2 \exp(-i\Delta kx);$$

$$\Delta k = k_2 - k_3 - G_{m,n}; \quad (4.20)$$

$$K = -\frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \frac{n_o^2 n_e^2}{\sqrt{n_o n_e}} r_{42} E_2 A_{m,n}; \quad (4.21)$$

$$A_{m,n} \propto \exp \left[i (G_{m,n} l/2 + X_{m,n}) \right] \frac{\sin(kl)}{k} \frac{\sin X_{m,n}}{X_{m,n}}, \quad (4.22)$$

где A_2 и A_1 — амплитуды соответственно y - и z -мод поляризованных волн; k_2 и k_3 — соответствующие им волновые числа; K — коэффициент изменения поляризации.

Начальные условия при $x = 0$, которые определяется направлением оси поляризатора вдоль y запишутся так:

$$A_2(0) = 1, \quad A_3(0) = 0. \quad (4.23)$$

Тогда для связанной системы имеем

$$\begin{aligned} A_2(x) &= \exp\left(i \frac{\Delta k x}{2}\right) \left[\cos(sx) - i \frac{\Delta k}{2s} \sin(sx) \right], \\ A_3(x) &= \frac{1}{s} \left[\exp\left(-i \frac{\Delta k x}{2}\right) (-i K^*) \sin(sx) \right], \end{aligned} \quad (4.24)$$

где

$$s^2 = K^* K + \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2. \quad (4.25)$$

Если ось анализатора направлена вдоль z (для $x = L$), то $A_2 \rightarrow 0$, а пропускание для z -поляризованного пучка имеет вид

$$T = \frac{|K|^2 \sin^2(sL)}{s^2}. \quad (4.26)$$

Подобно тому, как это уже обсуждалось для квазипериодической (фотонной) решетки, рассмотрим условия для возникновения сильного взаимодействия между двумя оптическими волнами.

Первое из них, условие кинематического фазового согласования $\Delta k = 0$, сходно с тем же условием для фотонной решетки. Пропускание для конкретного оптического пучка с определенной длиной волны будет определяться соответствующим волновым вектором периодической доменной структуры k_{mn} .

Второе условие касается динамического соотношения между вектором изменения поляризации и длиной решетки

$$|K| L = \frac{(2m+1)\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4.27)$$

Отсюда вытекает положение, что пропускание волны будет зависеть от количества блоков доменов N . Зависимость коэффициента пропускания для волны с $\lambda = 0,8$ мкм от числа блоков доменов N представлена на рис. 4.5 а (кривая В). При этом 100 %-ные изменения в пропускании будут возникать только при полном фазовом согласовании. В противном случае, передача энергии через периодическую доменную структуру будет неполной. На рис. 4.5 б также представлен случай неполного согласования за счет изменения длины волны от 0,800 мкм до 0,798 мкм.

Третье условие касается малости величины K . В пределе при $K \rightarrow 0$, т. е. при тривиальном отсутствии приложенного электрического поля, коэффициент пропускания также будет стремиться к нулю. Однако более важной является зависимость K от соотношения толщины доменов (уравнения (4.15), (4.21), (4.22)), поскольку $K \rightarrow 0$ при $(m\tau - n) \rightarrow 0$ в уравнении (4.15).

Эксперименты по распространению когерентных оптических пучков через ПДС в условиях приложения электрического поля начались еще в 70-е годы двадцатого века в Московском университете. Была обнаружена дифракция оптического пучка на ПДС, сформированной в кристаллах ниобата бария и предложена первая схема модулятора [166]. Затем дифракция оптического пучка наблюдалась в кристалле ниобата лития, в котором была сформирована более совершенная доменная структура с периодом 40 мкм. Было установлено, что при распространении плоскополяризованного пучка вдоль доменных границ и приложении электрического поля вдоль границ возникала дифракция Рамана-Ната с эффективностью преобразования до 98% [39].

Использование ПДС позволило значительно повысить быстродействие управления параметрами оптического пучка и создать модуляторы с управлением в гигагерцовом диапазоне [167]. На базе ПДС в ниобате лития был создан высокоэффективный дефлектор оптических пучков [168].

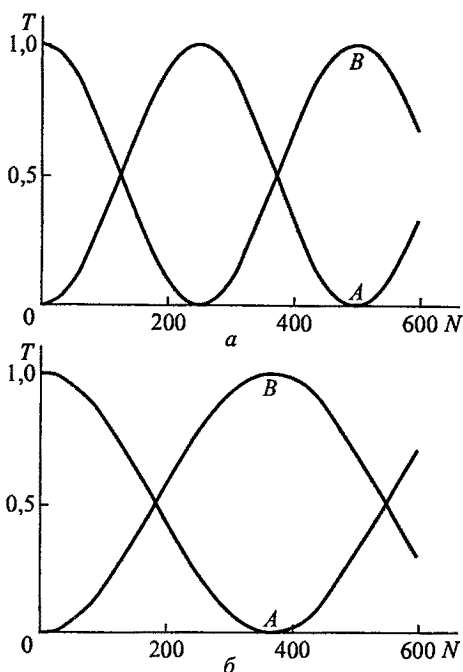


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента пропускания T от числа блоков доменов N при фазовом согласовании (а) и в отсутствие фазового согласования (б)

4.3. Генерация оптических гармоник

Генерация второй и более высоких гармоник лазерного излучения, как и создание перестраиваемых параметрических генераторов, уже давно привлекают внимание ученых и практиков, поскольку таким образом можно расширить диапазон используемых лазерных частот. В последние годы возникла проблема преобразования инфракрасного излучения полупроводниковых

лазеров в видимое (часто говорят «голубой свет») излучение. Во всех случаях генерация перестраиваемого излучения и гармоник связана с использованием нелинейности оптических сред. Ниже будут рассмотрены нелинейные особенности диэлектрической восприимчивости и их применение в ПДС.

Известно, что в любой атомной системе наведенная электрическим полем поляризация P_i нелинейным образом зависит от напряженности поля:

$$P_i = \chi_{ij} E_j + \chi_{ijk} E_j E_k + \chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots, \quad (4.28)$$

где χ_{ij} — линейная восприимчивость; χ_{ijk} — нелинейная восприимчивость второго порядка, ответственная за генерацию второй гармоники, параметрическое усиление и генерацию; χ_{ijkl} — нелинейная восприимчивость третьего порядка, ответственная за генерацию третьей гармоники и комбинационное рассеяние.

Как было ранее показано [25], резонансное взаимодействие оптических волн в однородно нелинейной среде наиболее эффективно происходит при выполнении условия фазового синхронизма между волнами основной частоты и высших гармоник

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = 0, \quad (4.29)$$

где $k_2 = 2\pi n_2/\lambda_2$ и $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_1$ — волновые векторы второй гармоники и основной частоты; n_2 и n_1 — соответственно эффективные показатели преломления на частотах 2ω и ω .

Ранее в большинстве нелинейных оптических материалов использовалось естественное двулучепреломление, и эффективность оптического преобразования лимитировалась малостью нелинейных оптических коэффициентов d , несовпадением температур и углов вхождения пучков в среду, необходимых для фазового согласования. Еще в начале 1960-х гг. для фазового согласования когерентных оптических пучков была предложена новая схема [1], в которой применялась одномерная пространственно периодическая модуляция нелинейной диэлектрической восприимчивости. Такая схема могла быть использована для двулучепреломляющих кристаллов, у которых нелинейные оптические коэффициенты не могут быть фазово согласованы. Поскольку нелинейная диэлектрическая восприимчивость χ_{ijk} описывается тензором третьего ранга, то очевидно, что на границах доменов в средах без центра симметрии такие нелинейные восприимчивости меняют знак и представляют собой пространственное распределение типа

$$\chi(r) = \frac{4}{\pi} \chi_0 \frac{1}{m} \cos(k_m r), \quad (4.30)$$

где $k_m = 2\pi m/D$ — волновой вектор ПДС; m — период квазисинхронизма.

Рост интенсивности высших гармоник осуществляется за счет такого выбора размера доменов, чтобы на каждой границе между ними происходил сдвиг обобщенной фазы на угол π .

Нелинейно-оптические кристаллы с периодической доменной структурой позволяют реализовать ряд качественно новых вариантов преобразования частоты лазерного излучения. К их числу, в частности, относится одновременная генерация нескольких оптических гармоник [169].

Условия квазисинхронизма для одновременных генераций второй, третьей и четвертой гармоник (соответственно ГВГ, ГТГ и ГЧГ), можно определить [170], ограничившись случаем коллинеарных взаимодействий в кристалле, имеющем ПДС с квадратичной нелинейностью. Учитывая, что четвертая гармоника может быть получена либо как суммарная частота первой (ω) и третьей (3ω) гармоник ($\omega + 3\omega = 4\omega$), либо как удвоение второй гармоники ($2\omega + 2\omega = 4\omega$), в общем случае четырех рассматриваемых процессов для суммарных волновых расстройек можно записать следующие выражения:

$$\text{ГВГ: } \omega + \omega = 2\omega, \quad \delta k_1 = k_{2i} - k_{1j} - k_{1k} + m_1 G_1 = \Delta k_1 + m_1 G_1; \quad (4.31)$$

$$\text{ГТГ: } \omega + 2\omega = 3\omega, \quad \delta k_2 = k_{3m} - k_{1k} - k_{2i} + m_2 G_2 = \Delta k_2 + m_2 G_2; \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \text{ГЧГ-1: } \omega + 3\omega = 4\omega, \quad \delta k_3 = k_{4n} - k_{1j} - k_{3m} + m_3 G_3 = \\ = \Delta k_3 + m_3 G_3; \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$\text{ГЧГ-2: } 2\omega + 2\omega = 4\omega, \quad \delta k_4 = k_{4n} - 2k_{2i} + m_4 G_4 = \Delta k_4 + m_4 G_4, \quad (4.34)$$

где Δk_q — волновые расстройки для однородного кристалла ($q = 1, 2, 3, 4$); $k_{q\alpha}$ — волновые числа взаимодействующих волн; $\alpha = i, j, k, m, n$ — индексы, соответствующие различным типам взаимодействующих волн (o, e для одноосных и s, f — для двухосных кристаллов); $G_q = 2\pi D_q^{-1}$ — волновое число (модуль псевдовектора) решетки доменной структуры с периодом D_q , $m_q = 0, \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ — порядки квазисинхронизма.

Выполнению условия квазисинхронизма для определенного процесса соответствует $\delta k_q = 0$ (при этом условию «традиционного» синхронизма для однородных кристаллов $\Delta k_q = 0$ соответствует $m = 0$), а одновременный квазисинхронизм для всех четырех процессов в одной и той же доменной структуре (т. е. при $G_1 = G_2 = G_3 = G_4$) может иметь место в общем случае для

разных порядков квазисинхронизма, или, другими словами, для разных длин когерентности $L_{\text{coh}}^{(q)} = \pi/\Delta k_q = D_q/(2m_q)$.

Предположим, что для ГВГ и ГТГ выполняются условия квазисинхронизма ($\delta k_1 = \delta k_2 = 0$) на одной доменной структуре ($G_1 = G_2$) и для одного порядка квазисинхронизма ($m_1 = m_2$). Тогда имеем соотношение

$$2k_{2i} = k_{1j} + k_{3m}. \quad (4.35)$$

Из (4.33)–(4.35) следует, что в этом случае $\Delta k_3 = \Delta k_4$. Если при этом выполняется условие квазисинхронизма, например, для ГЧГ-1 ($\delta k_3 = 0$), то $\delta k_4 = m_4 G_4 - m_3 G_3$. Можно предположить, что выполнение условий квазисинхронизма для ГЧГ-2 ($\delta k_4 = 0$) будет обеспечено равенством $m_4 G_4 = m_3 G_3$ при одном и том же порядке синхронизма ($m_3 = m_4$) и, следовательно, на одной структуре ($G_3 = G_4$); при этом в общем случае $m_1 \neq m_3$, $G_1 \neq G_3$.

Сказанное выше иллюстрируется рис. 4.6, где представлены зависимости длины когерентности $L_{\text{coh}}^{(q)}$ от длины волны основного (лазерного) излучения для всех четырех коллинеарных процессов еее-типа при распространении излучения в плоскости xu стехиометрического кристалла LiNbO_3 , для которого коэффициенты уравнения Селлмейера взяты из работы [171]. Как следует из рис. 4.6, на длинах волн $\lambda_1 = 3579,54$ нм и $\lambda_2 = 4256,45$ нм наблюдается

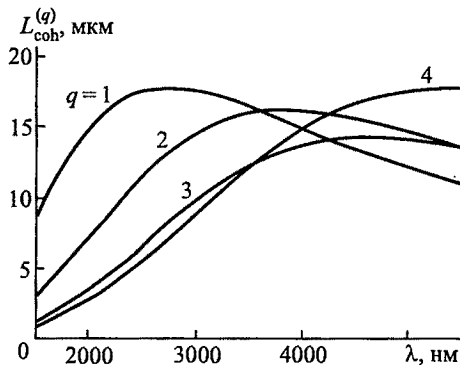


Рис. 4.6. Дисперсионные зависимости когерентных длин коллинеарных еее-процессов ГВГ ($q = 1$), ГТГ ($q = 2$), ГЧГ-1 ($q = 3$), ГЧГ-2 ($q = 4$) в стехиометрическом кристалле LiNbO_3 . На длинах волн $\lambda_1 = 3579,54$ и $\lambda_2 = 4256,45$ нм наблюдается попарное равенство когерентных длин

попарное равенство когерентных длин: на длине волны λ_1 имеем $L_{\text{coh}}^{(1)} = L_{\text{coh}}^{(2)} = 16,05$ мкм и $L_{\text{coh}}^{(3)} = L_{\text{coh}}^{(4)} = 13,62$ мкм, а на λ_2 имеем $L_{\text{coh}}^{(1)} = L_{\text{coh}}^{(3)} = 14,09$ мкм и $L_{\text{coh}}^{(2)} = L_{\text{coh}}^{(4)} = 15,85$ мкм.

Для выполнения условий квазисинхронизма на λ_1 одновременно для ГВГ и ГТГ достаточно выбрать период доменной структуры $D_1 = 2m_1 L_{\text{coh}}^{(1)}$, а для одновременной реализации ГЧГ-1 и ГЧГ-2 — период $D_3 = 2m_3 L_{\text{coh}}^{(3)}$. Для выполнения квази-

синхронизма одновременно для всех четырех процессов на одной доменной структуре необходимо обеспечить равенство $D_1 = D_3$:

$$D_1 = \frac{2\pi}{G_1} = 2m_1 L_{\text{coh}}^{(1)} = 2m_3 D_{\text{coh}}^{(3)}, \quad (4.36)$$

т. е. период доменной структуры должен быть кратен одновременно двум длинам когерентности. Из (4.36) следует, что

$$\frac{L_{\text{coh}}^{(1)}}{L_{\text{coh}}^{(3)}} = \frac{m_3}{m_1}, \quad (4.37)$$

т. е. отношение когерентных длин должно быть равным или целому нечетному числу, или отношению целых нечетных чисел. Соотношение (4.37) позволяет установить, при каких условиях (т. е. на каких длинах волн основного излучения и для каких типов взаимодействующих волн) реализуется одновременный квазисинхронизм для всех четырех процессов (4.31)–(4.34), что ограничивает число комбинаций типов взаимодействия. Всего их 64, но, во-первых, далеко не для всех пар взаимодействий условия квазисинхронизма выполняются в диапазоне прозрачности кристалла и, во-вторых, не для всех справедливо условие (4.37).

Аналогично случаю для λ_1 при выполнении условий квазисинхронизма для λ_2 одновременно для ГВГ и ГЧГ-1 имеем $D_1 = 2m_1 L_{\text{coh}}^{(1)}$, а для ГТГ и ГЧГ-2 — $D_2 = 2m_2 L_{\text{coh}}^{(2)}$. Для выполнения квазисинхронизма одновременно для всех четырех процессов на одной доменной структуре необходимо выполнение равенства $\Lambda_1 = \Lambda_2$, т. е.

$$D_1 = \frac{2\pi}{G_1} = 2m_1 L_{\text{coh}}^{(1)} = 2m_2 L_{\text{coh}}^{(2)}, \quad (4.38)$$

откуда

$$\frac{L_{\text{coh}}^{(1)}}{L_{\text{coh}}^{(2)}} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (4.39)$$

Таким образом, существует связь между порядками квазисинхронизма для одновременной генерации различных гармоник лазерного излучения в кристаллах с ПДС. Это позволяет создавать многочастотные преобразователи частоты лазерного излучения в оптические гармоники, что может найти ряд интересных применений, в частности, для создания источника электромагнитных волн оптического диапазона. Однако в том случае, когда необходимы, например, только 2-я и 3-я гармоники, одновременная ГЧГ может выступать как конкурирующий

процесс мешая основному преобразованию и уменьшая его эффективность. Подавление нежелательной пары процессов может быть достигнуто за счет применения взаимодействий с разными знаками порядков квазисинхронизма.

Использование периодических и квазипериодических доменных структур позволило реализовать их три главных преимущества по сравнению с однородно нелинейными структурами.

Во-первых, за счет повышения нелинейного коэффициента качества $\eta = d_{\text{эф}}^2 / (n_1^2 n_2)$ и использования наиболее эффективных нелинейных оптических коэффициентов. Так, для ниобата и танталата лития, обычно используемых в качестве нелинейных элементов, наибольший нелинейный элемент d_{33} фазово не согласуется, и поэтому для преобразования в однородных элементах используются коэффициенты d_{13} или d_{15} . Однако при использовании доменных структур коэффициент d_{33} становится пригодным для фазового согласования, поскольку в этом случае $d_{ij\text{эф}} = k_m d_{ij}$, и коэффициент оптического преобразования возрастает в $\left(\frac{2d_{33}}{\pi d_{15}}\right)^2$ раз. Степень эффективности применения ПДС представлена в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Однородно нелинейные материалы			Периодически нелинейные материалы		
Материал	d_{ij}	$d^2 / (n_1^2 n_2)$	Материал	d_{ij}	$d^2 / (n_1^2 n_2)$
LiNbO ₃	$d_{15} = 6$	3,4	LiNbO ₃	$d_{33} = 30$	34
KTiOPO ₄	$d_{24} = 4$	2,7	KTiOPO ₄	$d_{33} = 17$	18
LiTaO ₃	$d_{31} = 3$	2,6	LiTaO ₃	$d_{33} = 19$	13

Теоретические положения в дальнейшем получили полное экспериментальное подтверждение. Так в структурах волноводного типа, сформированных на поверхностях кристаллов LiNbO₃ и KTiOPO₄ и содержавших ПДС с периодом 4–7 мкм, была получена генерация голубого света от перестраиваемых лазерных диодов (770–1040 нм) [172]. При этом лазерный диод и волноводный преобразователь представляли собой единую структуру. При мощности лазерных диодов 120–150 мВт мощность излучения второй гармоники составляла 25–30 мВт.

Во-вторых, применение доменных структур позволило снять большинство ограничений на частотный и температурный интервалы преобразования в высшие гармоники. За счет использования различных видов нелинейных взаимодействий, особенно для квазипериодических доменных структур (КПДС) [173–175],

оказалось возможным осуществление многоволнового преобразования во вторую гармонику. Поскольку позиции пиковых значений длин волн второй гармоники при фазовом синхронизме определяются волновым вектором структуры, то для КПДС спектр генерации, представляемый выражением

$$\left(\frac{I}{\lambda}\right)_{mn} = \frac{k_{mn}}{4\pi [n_2(\lambda) - n_1(\lambda)]}, \quad (4.40)$$

по-видимому будет ограничен только областью оптической прозрачности материала с периодической структурой.

Действительно, в работе [175] с использованием КПДС в танталате лития была получена генерация второй гармоники от перестраиваемого параметрически лазерного генератора в голубом, зеленом, красном и инфракрасном диапазонах с эффективностью преобразования энергии порядка 5%. При этом спектр генерируемых волн полностью соответствовал расчетным данным (рис. 4.7).

Сформированные в оксидных сегнетоэлектриках ПДС позволили использовать новые конфигурации распространения оптических пучков (рис. 4.8). Если ранее в однороднонелинейных средах в основном использовалась конфигурация, при которой все пучки, участвующие в преобразовании, распространялись в одном направлении (рис. 4.8 б), то в ПДС стали возможными

и другие конфигурации, позволяющие генерировать вторую гармонику в пучке, распространяющемся в обратном направлении ко входящему пучку (рис. 4.8 в), и даже генерировать третью гармонику за счет трехволнового взаимодействия $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$ (рис. 4.8 г) [176, 177].

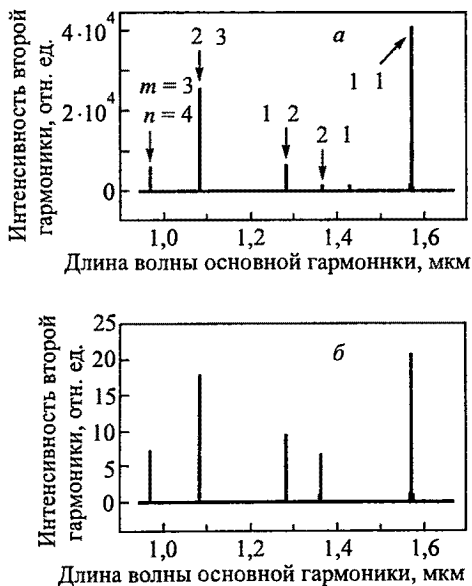


Рис. 4.7. Спектр второй оптической гармоники, преобразованной на КПДС в танталате лития: а — расчетный; б — экспериментальный

Отношение (4.29) можно интерпретировать в представлении сохранения момента фотона. Когда два фотона на основной частоте взаимодействуют с нелинейной средой, описываемой выражением (4.30), может генерироваться один фотон на двойной частоте в направлении, прямом или обратном по отношению к первичным фотонам. Разность в фотонных моментах компенсируется периодической доменной структурой. Порядок ПДС определяется в этом случае также из выражений (4.31)–(4.34):

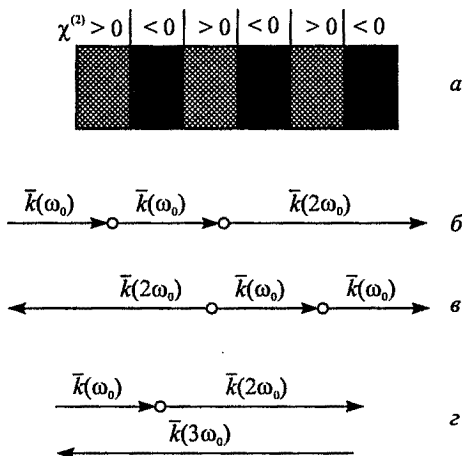


Рис. 4.8. Конфигурация оптических пучков при генерации гармоник

$$m = \frac{2D [n_1(\omega) + n_2(2\omega)]}{\lambda_0}, \quad (4.41)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления соответственно для основной частоты и второй гармоники, λ_0 — длина волны накачки в вакууме.

В-третьих, использование ПДС позволяет значительно повысить быстродействие вследствие сокращения длины взаимодействия волн, что способствует возможности преобразования частот вплоть до фемтосекундного диапазона. Уже сейчас преобразование во вторую гармонику осуществлено для импульсов с длительностью в несколько фемтосекунд [175].

Подобно тому, как диэлектрическая нелинейная восприимчивость является причиной генерации второй и более высоких оптических гармоник, так и нелинейная магнитная восприимчивость, описываемая тензором третьего ранга $\chi_{ijk}(\mu)$, может приводить к возникновению нелинейных оптических эффектов [178]. В частности, преобразование оптического пучка с интенсивностью $I(\omega)$ во вторую гармонику можно представить в виде

$$I(2\omega) = \chi_{ijk}(\mu) I^2(\omega). \quad (4.42)$$

Генерация второй гармоники была обнаружена при падении лазерного пучка с $\lambda = 800$ нм на слоистую структуру Co:Cu:Co [179]. Был установлен гистерезисный характер зависимости $I(\omega)$ от изменения знака приложенного магнитного поля

в пределах ± 15 Э и толщины пленок в пределах 1–25 монослоев, который можно объяснить перестройкой доменной структуры магнитных слоев.

4.4. Параметрическое преобразование частоты

Оптические параметрические генераторы, предложенные в 1962 г. Ахмановым и Хохловым [180], в наши дни нашли широкое применение как источники когерентного излучения в тех частотных диапазонах, для которых пока не созданы лазеры, или требуется широкая перестройка частоты. Ранее при использовании в оптических параметрических генераторах однородно нелинейных сред условие фазового синхронизма

$$k = k_p - k_1 - k_2 = 0 \quad \text{при} \quad \omega_p = \omega_1 + \omega_2, \quad (4.43)$$

где k_p , ω_p — волновой вектор и частота поля накачки; k_1 , k_2 , ω_1 , ω_2 — волновые векторы и частоты параметрически генерируемых колебаний, достигалось необходимым выбором угла синхронизации между k_p и оптическими осями кристалла, температурного интервала или напряженности приложенного электрического поля. Использование ПДС позволило значительно расширить частотные пределы параметрического преобразования без использования углового синхронизма или температурной подстройки [181].

В предположении, что все волновые векторы коллинеарны, условие волнового синхронизма для ПДС при взаимодействии первого порядка имеет вид

$$\Delta k = k_p - k_1 - k_2 - k_m = 0. \quad (4.44)$$

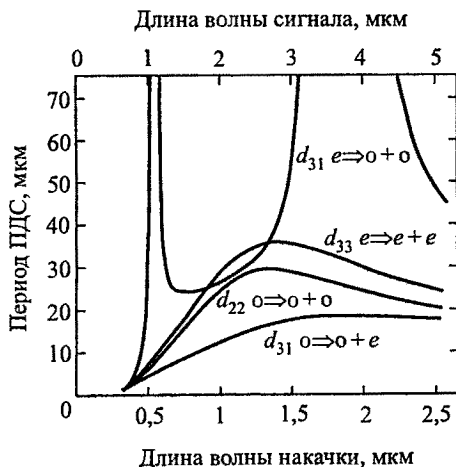


Рис. 4.9. Соотношение длин волн параметрически генерируемых сигналов и периода ПДС: *e* — обыкновенный луч, *o* — необыкновенный луч

Как показали расчеты, путем изменения периода ПДС можно в значительных пределах изменять длины волн параметрически генерируемых колебаний [174] (рис. 4.9). Практически с помощью набора из 25 ПДС, сформированных на одной пластине

кристалла ниобата лития, с размерами дискретных периодов от 26 до 32 мкм при длине волны накачки 1,06 мкм была получена параметрическая генерация в диапазоне 1,3–4,8 мкм [182]. Использование ПДС с размерами доменов в 2–4 мкм позволило создать параметрические генераторы с накачкой волной второй гармоники от лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом ($\lambda = 0,53$ мкм) [183].

При условии фазового синхронизма амплитуды генерируемых волн за счет энергии поля накачки постепенно возрастают при распространении вдоль кристалла. Причем само возбуждение волн имеет пороговый характер. Поскольку пороговая интенсивность накачки определяется в этом случае как

$$I_{th} = \frac{n_p n_1 n_2 \lambda_1 \lambda_2}{8\pi^2 d_{\Phi}^2 L^2}, \quad (4.45)$$

где L — длина ПДС, то так же как при генерации второй гармоники использование наибольших нелинейных коэффициентов d_{ij} позволяет значительно снижать пороговое значение поля накачки.

Поскольку красный и голубой (синий) — два основных цвета из трех основных цветов, то их одновременная генерация имеет существенное значение в современной оптоэлектронной технологии. Для достижения указанной цели был использован принцип двойной параметрической генерации. Для преобразования частот были применены две периодические доменные структуры с различными периодами, нанесенные на поверхность кристалла LiTaO_3 электрическим способом [184]. Лазерный пучок накачки на длине волны $\lambda_p = 532$ нм (вторая гармоника лазера на иттрий-алюминиевом гранате) проходил последовательно через обе суперрешетки. При этом на первой решетке с периодом $\Lambda_1 = 11,9$ мкм параметрически за счет вспомогательного источника инфракрасного света ($\lambda_i = 3392$ нм) генерировался сигнал красного света ($\lambda_s = 631$ нм). На второй решетке параметрически генерировался голубой свет ($\lambda_a = 460$ нм). Эта генерация осуществлялась за счет суммарного процесса, описываемого следующим условием волнового синхронизма

$$k_a - k_i - k_p - \frac{2\pi m}{\Lambda_2} = 0, \quad (4.46)$$

где Λ_2 и m — период и порядок второй решетки соответственно; k_a , k_i , k_p — волновые вектора, соответствующие длинам волн 460, 3392 и 532 нм.

Спектральные характеристики излучения красного и голубого света, представленные на рис. 4.10, показывают, что ширина

красного пучка составляет 1,2 нм, а голубого — 0,2 нм, что находит объяснение во флуоресцентном характере генерации красного оптического пучка. При мощности сигнала накачки 1,2 мВт эффективность преобразования на λ_s составляла 31,7 %, а на λ_a — 4,6 %. Характерной особенностью данной схемы преобразования было использование во второй решетке мультирешеточной структуры, состоящей из четырех параллельных решеток

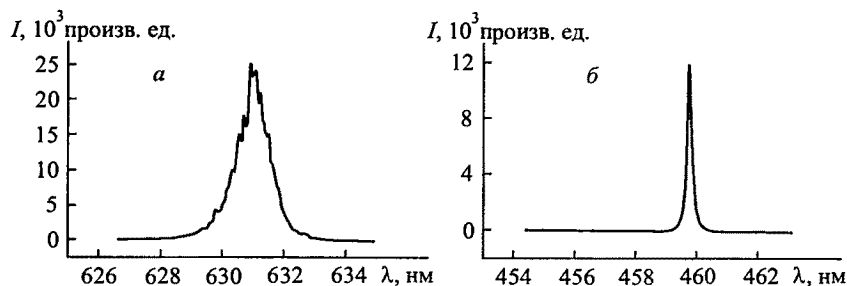


Рис. 4.10. Спектр параметрической генерации: *a* — красный свет ($\lambda_s = 631$ нм), генерируемый на первой суперрешетке; *б* — голубой свет ($\lambda_a = 460$ нм), генерируемый на второй суперрешетке

с периодами от 8,74 до 8,80 нм и шагом 0,2 нм. Использование такой мультирешеточной системы позволяет производить подстройку частоты, что особенно важно при изменении температуры.

В настоящее время параметрическая генерация получена при возбуждении ПДС как непрерывным лазерным пучком [185, 186], так и фемтосекундными лазерными импульсами [187] с эффективностью преобразования в десятки процентов.

Хотя первые работы по созданию оптических параметрических генераторов с использованием ПДС начались только в первой половине 90-х годов, а первые публикации появились в 1994–1995 гг., к моменту написания книги общее число публикаций по-видимому превышает много десятков. Подробная библиография по этой проблеме дана в обзоре [188].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ДОМЕННЫМИ СТРУКТУРАМИ

Распространение акустических волн через периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах отличается от распространения оптических волн по ряду характеристик. Во-первых, акустические волны непосредственно взаимодействуют с доменными структурами, поскольку пьезоэлектрические и магнитоупругие коэффициенты доменов с антипараллельной ориентацией будут отличаться знаками. Во-вторых, если для распространения оптических волн, как правило, выполняется условие $\lambda_{\text{опт}} \leq D$, то для акустических волн, наоборот, в большинстве случаев справедливо условие $\lambda_{\text{ак}} \geq D$. Вследствие первого обстоятельства очевидно, что наиболее интересные аспекты распространения могут возникать в первую очередь в пьезоэлектриках или магнетиках. Второе обстоятельство особенно повлияло на рассмотрение распространения акустических волн через систему ростовых доменов. Были рассмотрены три случая. В первом из них предполагалось резонансное взаимодействие акустических волн с доменными структурами, при котором длина волны кратна размерам домена $D = n\lambda/2$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ [24, 189]. Во втором случае рассматривалось распространение, при котором длина волны значительно превышала размеры домена [190]. Наконец, теоретически рассматривалось взаимодействие акустических волн с доменными границами, т. е. смещение доменных границ в поле акустической волны [191–193].

5.1. Распространение акустических волн через голографические решетки

Существуют определенные различия в распространении акустических волн через наведенные оптическим пучком голографические решетки и периодические доменные структуры в сегнетоэлектрических кристаллах. В первом случае соседние слои будут отличаться друг от друга значениями скоростей упругих волн вследствие значительных градиентов оптически индуциро-

ванных электрических полей [107]. Таким образом, голографические решетки можно рассматривать как акустические аналоги одномерных фотонных кристаллов (фононные кристаллы). Во втором случае упругие свойства доменов одинаковы, но они различаются знаками пьезоэлектрических коэффициентов. Антипараллельное направление главных осей симметрии (для сегнетоэлектриков это направление поляризации) нашло название как сегнетоэлектрические антифазные сверхрешетки.

Экспериментальные исследования по взаимодействию акустических волн с фотоиндуцированными голографическими решетками в фоторефрактивных кристаллах начались еще в 1980-е гг. Доказательство такого взаимодействия было получено при обнаружении отражения объемных акустических волн, распространяющихся на частоте 900 МГц вдоль оси z ниобата лития [194]. Длина акустической волны составляла 7,2 мкм и была кратна периоду голографической решетки, равному 3,6 мкм. Коэффициент брэгговского отражения ультразвуковых импульсов с длительностью 0,4 мкс составил $2,7 \cdot 10^{-4}$ для одного периода решетки и, как предполагалось, может приближаться к единице для решетки, состоящей из нескольких тысяч периодических элементов.

С использованием более совершенной методики было обнаружено отражение как оптических, так и продольных акустических волн от голографической решетки [195]. Для записи оптически индуцированной решетки на длине волны 0,63 мкм использовались два плоских скрещенных оптических пучка мощностью 1,5 мВт. Формирующая система позволяла изменять длину записываемой решетки от 1 до 18 мм. При этом угол падения θ изменялся в пределах 2,17–2,3 градуса, а период решетки принимал значение от 7,8 до 8,3 мкм. Запись и контроль решетки осуществлялись на двух длинах волн (0,63 и 1,15 мкм) с помощью брэгговской дифракции одного из скрещенных необыкновенных оптических пучков на фотоиндуцированной решетке. Фиксация записанных решеток осуществлялась по методу, описанному в гл. 1.

Известно, что эффективность брэгговского рассеяния на периодической структуре I_d/I_0 определяется соотношением [25]

$$\frac{I_d}{I_0} = \sin^2 \left(\pi \Delta n \frac{L_1}{D} \right), \quad (5.1)$$

где $D = V/f$ — период решетки; Δn — изменение показателя преломления; L_1 — длина взаимодействия или решетки; V — скорость акустической волны; f — частота возбуждения гиперзвука.

С другой стороны, изменение показателя преломления необыкновенного луча при направлении внутреннего поля E_s

вдоль оси C или z в электрооптической среде пропорционально напряженности индуцированного поля E_s (1.4).

Из выражений (5.1) и (1.4) нетрудно определить наведенное внутреннее поле E_s в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}(001)$:

$$E_s = \frac{2D}{\pi L_1 n_e^3 r_{33}} \arcsin \sqrt{\frac{I_d}{I_0}}, \quad (5.2)$$

где n_e — показатель преломления необыкновенного луча; r_{33} — электрооптический коэффициент ниобата лития при направлении электрического поля вдоль оси z . Параметр эффективности дифракции и длина взаимодействия находятся из эксперимента.

Ширина фотоиндуцированной решетки в направлении, перпендикулярном оптической оси, составляла от 2 до 18 мм. Для измеренной 80 %-ной эффективности дифракции на длине волны 0,63 мкм из выражения (5.1) нетрудно определить изменение показателя преломления Δn_e . Для указанных выше параметров амплитуда возмущения показателя преломления необыкновенного луча составляет $\Delta n_e = 1,1 \cdot 10^{-4}$, что хорошо согласуется с известными литературными данными. Величины внутреннего индуцированного электрического поля E_s для указанных параметров, согласно (5.3), составляет приблизительно $7,4 \cdot 10^6$ В/м.

При записи фотоиндуцированной решетки периодическое индуцированное электрическое поле E_s из-за нелинейного пьезоэлектрического эффекта приводит к изменению скорости акустической волны. Для постоянного электрического поля E_s и механически зажатого кристалла эффективный модуль упругости c_{ijkl}^* можно записать в виде:

$$c_{ijkl}^* = c_{ijkl} - e_{mij} e_{mkl} E_m. \quad (5.3)$$

Нетрудно показать, что

$$\frac{\Delta V(E)}{V(0)} = \frac{\Delta c^*(E)}{2c(0)}. \quad (5.4)$$

Для $c_{3333} = 2,279 \cdot 10^{11}$ Н/м² и $e_{3333} = -17,3$ Кл/м² относительное изменение скорости гиперзвуковой волны составит $\Delta V(E)/V(0) \approx 2,81 \cdot 10^{-4}$.

По аналогии с (5.1) коэффициент отражения для акустической волны R может быть определен из соотношения:

$$R = \frac{I_r}{I_0} = \sin^2 \left(\pi \frac{\Delta V(E)}{V(0)} \frac{L_z}{\lambda} \right), \quad (5.5)$$

где L_z — длина решетки вдоль оси z ; λ — длина акустической волны.

Продольная акустическая волна, возбуждаемая пленочным преобразователем, распространяется вдоль решетки. При условии, что длина акустической волны вдвое больше периода решетки, выполняется условие брэгговского отражения акустической волны от решетки. Измеренное значение коэффициента отражения акустической волны составляло, например, при длине решетки 2,6 мм и частоте 420 МГц всего 0,01, что согласуется с результатами расчета.

На рис. 5.1 изображены зависимости коэффициента отражения акустической волны от длины решетки, вдоль которой она распространяется. Период решетки соответствовал длине акустической волны, возбуждаемой на частоте 840 МГц. Штриховая линия отражает расчетные данные, полученные импедансным методом.

Тождественность полученных в обеих работах результатов легко объяснима, поскольку в них использовались практически одинаковые частоты ультразвука, фотоиндуцированные электрические поля в решетке также были близки друг к другу. К сожалению, использование малого набора частот пока не позволило изучить полный спектр отражения и пропускания ультразвуковых волн через голографические решетки.

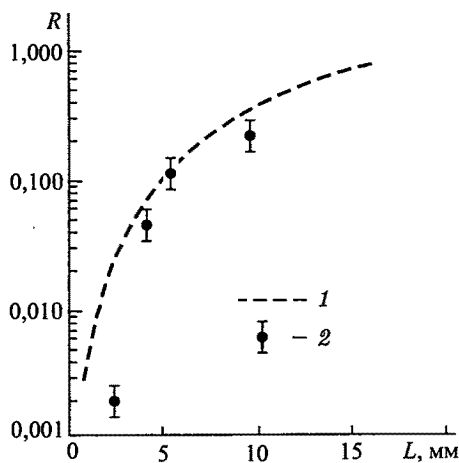


Рис. 5.1. Зависимость коэффициента отражения акустической волны R от длины фотоиндуцированной решетки L : 1 — расчетная кривая; 2 — экспериментальные данные. Период решетки равен длине продольной акустической волны на частоте 840 МГц

5.2. Теоретические аспекты распространения акустических волн через доменные структуры в сегнетоэлектриках

В кристаллах скорости распространения упругих волн, их поляризация и поглощение зависят от направления распространения относительно кристаллографических осей. В общем случае вдоль произвольного направления в кристалле могут

распространяться три упругие волны со взаимно ортогональными векторами поляризации — одна из них продольная и две поперечные. За исключением выделенных особых направлений, вдоль которых распространяются чистые моды, волны не являются ни продольными, ни поперечными, т. е. смещение частиц имеет компоненты как вдоль, так и поперек направления распространения волны.

Особенностью распространения акустических волн в сегнетоэлектриках, так же как и в пьезоэлектриках вообще, является то, что механическая деформация u_{ij} в силу пьезоэффекта оказывается связанной с электрическим полем E_i и электрической индукцией D_i . Для плоских монохроматических волн, распространяющихся в произвольном направлении в пьезоэлектрике, вектор механического смещения $u_j \sim \exp[i(k_n x_n - \omega t)]$ составляет некоторый угол с волновым вектором \mathbf{k}_i , изменяющийся с направлением, однако ориентация векторов \mathbf{E}_i и \mathbf{D}_i при любом направлении распространения всегда неизменна относительно \mathbf{k}_i . Действительно, в квазистатическом приближении и при отсутствии свободных зарядов в пьезоэлектрике для векторов \mathbf{E}_i и \mathbf{D}_i справедливы условия

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 0 \text{ и } \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (5.6)$$

где φ — скалярный потенциал электрического поля [196]. Для плоских монохроматических волн эти уравнения принимают вид соответственно $\mathbf{D}_i \mathbf{k}_i = 0$ и $\mathbf{E}_i = -\mathbf{k}_i \varphi$. Это означает, что в акустической волне вектор \mathbf{E}_i всегда параллелен, а вектор \mathbf{D}_i всегда перпендикулярен волновому вектору \mathbf{k}_i . В отдельных частных случаях, обусловленных симметрией кристалла, в акустической волне может быть либо $\mathbf{E}_i = 0$, либо $\mathbf{D}_i = 0$. В общем случае $\mathbf{E}_i \neq 0$ и $\mathbf{D}_i \neq 0$ и при решении задачи об отражении необходимо учитывать не только механические, но и электрические граничные условия на доменной границе.

Три акустические волны (одна продольная и две поперечные) описываются уравнением движения

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{c} E(t) \frac{\partial e}{\partial z}, \quad (5.7)$$

где V — скорость акустической волны; $e(z)$ и c — пьезоэлектрическая и упругая постоянные среды. Одна электростатическая волна описывается уравнением Лапласа (5.6).

Тензор механических напряжений σ_{ij} и вектор электрической индукции \mathbf{D}_i связаны с вектором механического смещения \mathbf{u}_i

и вектором электрического поля \mathbf{E}_i уравнениями состояния:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= c_{ijkn} u_{kn} - e_{kij} E_k, \\ D_i &= \epsilon_{ij} E_i + 4\pi e_{ikn} u_{kn}.\end{aligned}\quad (5.8)$$

Решение этих уравнений (5.7) будет точным при выполнении следующих граничных условий непрерывности смещений, напряжений, электрических полей и индукции на границах слоев, обозначаемых одним и двумя штрихами соответственно:

$$\begin{aligned}1) \sum_{\alpha=1}^4 u'_i &= \sum_{\alpha=1}^4 u''_i, & 3) \sum_{\alpha=1}^4 E'_t &= \sum_{\alpha=1}^4 E''_t, \\ 2) \sum_{\alpha=1}^4 \sigma'_{ij} n_j &= \sum_{\alpha=1}^4 \sigma''_{ij} n_j, & 4) \sum_{\alpha=1}^4 D'_n &= \sum_{\alpha=1}^4 D''_n,\end{aligned}\quad (5.9)$$

где n_j — нормаль к плоскости границы (рис. 5.2, 5.3); t — единичный вектор вдоль границы, а индексом α обозначены три

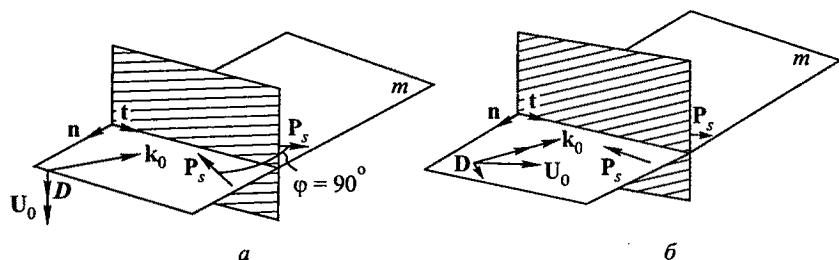


Рис. 5.2. Взаимная ориентация доменной границы и плоскости симметрии в сегнетоэлектрическом кристалле: а — поперечная волна (φ — угол между P_s); б — квазипродольная волна

акустические волны ($\alpha = 1, 2, 3$), описываемые уравнением (5.7), и одна электростатическая ($\alpha = 4$), описываемая уравнением (5.6).

Известно [197], что существуют целые плоскости, в которых имеется чистая мода поперечной (сдвиговой) волны — это плоскости упругой симметрии кристалла, т. е. плоскости симметрии тензора упругих постоянных c_{ijkn} . К ним относятся как собственно плоскости симметрии кристалла, так и плоскости, перпендикулярные осям симметрии четного порядка C_{2n} . В обеих совокупностях плоскостей чисто поперечная волна со смещением u_i , перпендикулярным этим плоскостям, существует при любом направлении распространения, т. е. при любой ориентации вектора k_i , лежащего в этих плоскостях. В такой волне

в силу симметрии пьезоэффекта $E_i = 0$, а вектор D_i параллелен вектору u_i и перпендикулярен плоскости распространения (рис. 5.2 а). Плоскости симметрии m сегнетоэлектриков, а также и другие плоскости, для которых это справедливо, перечислены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Плоскости симметрии тензора упругих постоянных
и плоскости симметрии сегнетоэлектрических кристаллов

Индекс плоскости	Класс симметрии
$(nk0)$	$6mm$
(110)	$6mm, 4mm$
(100)	$6mm, 4mm, 2mm$
(010)	$6mm, 4mm, 2mm$

Чисто продольная и чисто поперечная волны со смещением, параллельным этим плоскостям, существуют лишь для отдельных направлений вектора k_i , называемых *акустическими осями*. Во всех других направлениях эти моды уже не будут чистыми модами, вектор их механического смещения u_i будет составлять угол с вектором k_i (рис. 5.2 б и 5.3 б). Такие моды

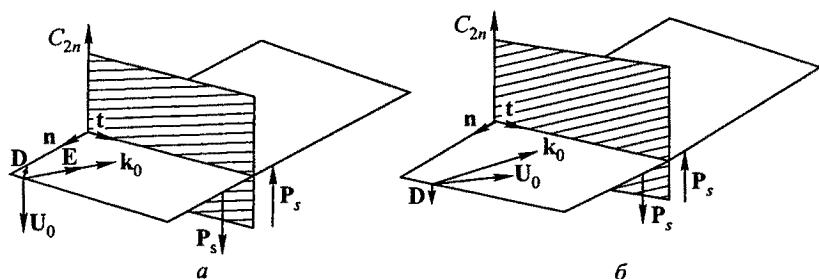


Рис. 5.3. Взаимная ориентация доменной структуры в плоскости, перпендикулярной оси симметрии четного порядка в сегнетоэлектрическом кристалле: а — поперечная волна; б — квазипродольная волна

называют квазипродольными и квазипоперечными. Однако для пьезоэлектрических кристаллов обе эти совокупности плоскостей, эквивалентные с точки зрения упругих свойств, оказываются различными с точки зрения пьезоэлектрических свойств. Это обстоятельство также является существенным при решении задачи об отражении звуковой волны.

Первое теоретическое рассмотрение особенностей распространения акустических волн через периодические структуры было выполнено Шуваловым с сотрудниками для ростовых доменов в сегнетоэлектрических кристаллах [197].

В системе координат, связанной с границей, ростовые соседние домены могут различаться по своим упругим c_{iikn} , пьезоэлектрическим e_{ijk} и диэлектрическим ϵ_{ij} постоянным. Это различие зависит от элементов двойникования доменов и симметрии параэлектрической фазы (парафазы). Классификация доменной структуры, которая может возникать в сегнетоэлектриках различного типа, описана в [24]. С точки зрения задачи об отражении акустической волны, доменные структуры можно разделить на две группы.

К первой группе относятся домены, различающиеся в общей системе координат своими упругими постоянными c_{ijkn} . К этой группе относятся как 180° -ные домены, так и не 180° -ные домены в одноосных и многоосных сегнетоэлектриках с нецентросимметричной парафазой, а также не 180° -ные домены в многоосных сегнетоэлектриках с центросимметричной парафазой. Элементами двойникования доменов при этом являются оси симметрии второго C_2 , третьего C_3 , четвертого C_4 , шестого C_6 порядков и плоскость симметрии m , а также их комбинации.

Ко второй группе относятся домены, не различающиеся в общей системе координат по упругим постоянным c_{ijkn} , но различающиеся знаком пьезоэлектрических постоянных e_{ijk} . Это только 180° -ные домены в одноосных и многоосных сегнетоэлектриках с центросимметричной парафазой. Элементом двойникования является центр симметрии.

К доменным границам, перпендикулярным выбранным плоскостям распространения волны, относятся доменные границы обеих выделенных выше групп: 1) не 180° -ные доменные границы в многоосных сегнетоэлектриках с центром симметрии и без центра симметрии в парафазе (рис. 5.2 а) и 180° -ные доменные границы в одноосных сегнетоэлектриках без центра симметрии в парафазе; 2) 180° -ные доменные границы в одноосных сегнетоэлектриках с центром симметрии в парафазе (рис. 5.2 а, но с $\varphi = 0$).

Поскольку в рассматриваемой волне $E_t = 0$, а $D_i n_i = 0$, то электрические граничные условия 3 и 4 в (5.9) автоматически выполняются, и задача об отражении решается как чисто упругая. Точное решение такой задачи, представленное в [24], показывает, что на доменных границах первой группы для рассматриваемой волны отражения нет, а может быть только преломление. Угол преломления ψ связан с углом падения ψ_0 однозначно. Для 90° -ной доменной границы, например, эта связь для поперечной волны, распространяющейся в плоскости (010)

кристалла класса $6mm$, $4mm$, имеет вид

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \psi_0 + \operatorname{tg} \delta, \quad (5.10)$$

где

$$\operatorname{tg} \delta = 2 \frac{c_{66} - c_{44}}{c_{66} + c_{44}}.$$

Численная оценка для титаната бария дает $\operatorname{tg} \delta \sim 0,7$ [24]. При прохождении через n равноотстоящих друг от друга доменных границ будет происходить параллельное смещение пучка на величину $n(d/2) \operatorname{tg} \delta$, где d — ширина домена.

На доменных границах второй группы такая поперечная волна не испытывает ни отражения, ни преломления, поскольку упругие свойства доменов в общей системе одинаковы, а электрические граничные условия на доменной границе всегда удовлетворяются.

Для плоскостей, перпендикулярных осям четного порядка, поперечная волна с механическим смещением, перпендикулярным этим плоскостям, также существует при любой ориентации вектора k_i . Эта волна связана с электрическим полем E_i и индукцией D_i , лежащими в рассматриваемой плоскости (рис. 5.3 а).

Таблица 5.2

Плоскости, перпендикулярные оси четного порядка сегнетоэлектрических кристаллов

Индекс плоскости	Класс симметрии
(001)	6, 4, $6mm$, $4mm$, $2mm$, 2

К доменным границам, перпендикулярным таким плоскостям (табл. 5.2), относятся 180° -ные доменные границы как первой, так и второй групп. Если падающая на доменную границу поперечная волна будет связана с $E_t \neq 0$ или $D_n \neq 0$, то она будет испытывать отражение и преломление на доменной границе, причем трансформации в другую моду не происходит, но возникают неоднородные электростатические волны, распространяющиеся вдоль доменной границы. Коэффициент отражения будет определяться углом падения волны на доменную границу ψ_0 и коэффициентом электромеханической связи K для доменов обеих групп. Для 180° -ной доменной границы титаната бария, например, коэффициент отражения поперечной волны, распространяющейся в плоскости (001), определяется выражением

$$R = \frac{K^4 \operatorname{tg}^2 \psi_0}{K^4 + \operatorname{tg}^2 \psi_0}, \quad (5.11)$$

где $K^2 = e_{15}^2 / (\epsilon_{11} \bar{c}_{55})$.

Из (5.6) видно, что при нормальном падении, когда $\psi_0 = 0$ и $E_t = D_n = 0$ в силу симметрии, отражения и преломления нет и неоднородные электростатические волны не возникают.

До настоящего времени экспериментально распространение акустических волн через систему ростовых доменов в сегнетоэлектриках практически не исследовалось. Нам известна только одна работа [190], в которой рассматривалось влияние ростовой доменной структуры в сегнетовой соли на генерацию второй акустической гармоники.

Акустические волны, распространяющиеся через индуцированные ПДС в пьезоэлектрических сегнетоэлектриках, вследствие различия в знаках пьезоэлектрических коэффициентов в соседних доменах, так же как и при распространении через структуру ростовых доменов, будут испытывать отражение и преломление. В общем случае произвольного угла падения акустической волны на доменную границу в пьезоэлектрике возникают четыре отраженных и четыре преломленных волны (две поперечных, одна продольная акустические волны и одна электростатическая волна). Анализ частных случаев прохождения волн через ПДС и их трансформации для кристаллов различной симметрии дан в работах [189, 198, 199]. Как показано в [198], коэффициенты отражения и преломления акустических волн, распространяющихся вдоль ПДС, можно определять с помощью модели взаимодействующих мод, во многом аналогичной ранее примененной для оптических волн.

В конкретном случае для распространения поперечных волн через квазипериодическую систему доменов, сформированную в сегнетоэлектрическом кристалле с симметрией $4mm$ (что справедливо для кристаллов $BaTiO_3$ или $PbTiO_3$), было установлено, что коэффициенты отражения и преломления, так же, как и для системы ростовых доменов, будут определяться углами падения θ акустической волны на доменную структуру и коэффициентами электромеханической связи K . Домены (+) и (-) в одном блоке характеризуются одинаковыми значениями тензоров упругих модулей c и проницаемостей ϵ , но различаются знаком пьезоэлектрических модулей. Следовательно, может возникать отражение от внутренних границ между доменами, что будет приводить к возбуждению двух мод на границах доменов. Условия отражения на границах были исследованы в [189] методом матричного пропагатора с размерностью 4×4 , ранее уже применявшегося в задачах о периодических многослойных структурах [200]. В результате использования данного метода были получены точные выражения, описывающие спектраль-

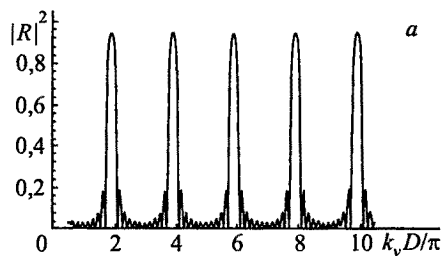
ную зависимость коэффициентов отражения R и прохождения T при произвольном значении параметра $q\theta$:

$$q_\theta^2 = K^2 \operatorname{tg} \theta. \quad (5.12)$$

В итоге квадрат модуля коэффициента отражения имеет вид

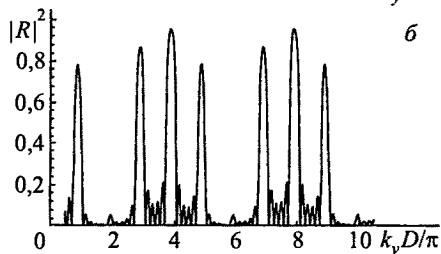
$$|R|^2 = Q^2 \left[Q^2 + \frac{\sin^2(k_1 D)}{\sin^2(N k_1 D)} \right]^{-1}, \quad (5.13)$$

$$Q^2 = 4K^4 \operatorname{tg}^2 \theta [\cos(k_2 d_A) - K^2 \sin(k_2 d_A)]^2,$$

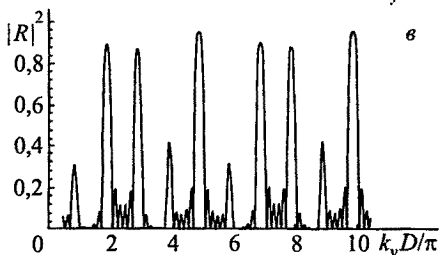


где k_1 — вектор ПДС; k_2 — акустический волновой вектор; $D = d_A + d_B$ — период ПДС.

Для эквидистантной ПДСх ($d_A = d_B$ и $D = 2d$) выражение (5.13) упрощается до вида



$$|R|^2 = q_\theta^2 \left[q_\theta^2 + \frac{\sin^2(k_1 D/2)}{\sin^2(N k_1 D)} \right]^{-1}. \quad (5.14)$$



Таким образом, для ПДС с одинаковыми размерами доменов спектр отраженных волн будет состоять из периодически повторяющихся главных брегговских пиков с амплитудами, определяемыми значениями $|R|^2$ и вторичными малыми пиками (рис. 5.4 а).

Резонансы брегговского типа связаны с синхронными отражениями от соседних границ доменов и возникают при условии

$$k_1 D = 2\pi l, \quad l = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.15)$$

где l — число границ между доменами.

Рис. 5.4. Спектр отраженных волн для различных соотношений между ширинами доменов в одной ячейке d_A , d_B ($N = 6$, $\theta = 30^\circ$, $q^2 = 0,31$): а — $d_A/D = 1/2$ (эквидистантная суперрешетка); б — $d_A/D = 2/5$ (период модуляции брегговских пиков $T = 5$); в — $d_A/D = 1/4$ (брегговские пики порядков $l = 2 + 4m$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), удовлетворяющие правилу исчезновения)

Такая спектральная область полного отсутствия пропускания (*stop band*) имеет пределы

$$(k_y D)_1 = 2\pi l - 4 \operatorname{arctg} (q_\theta^2); \quad (k_y D)_2 = 2\pi l, \quad (5.16)$$

а ширина полосы равна

$$\Delta_{\text{пол}} = 4 \operatorname{arctg} (q_\theta^2). \quad (5.17)$$

Вторичные максимумы отражения возникают при выполнении условия

$$k_1 D = \frac{\pi}{2N} (1 + 2n). \quad (5.18)$$

Для них коэффициент отражения имеет вид

$$|R|_{\text{вт}}^2 = \frac{Q^4}{Q^4 + \sin^2 [\pi(1 + 2n)/(4N)]}. \quad (5.19)$$

При выполнении условия

$$k_1 D = \frac{\pi n}{N}, \quad (5.20)$$

где n не кратно $2N$, волна будет проходить через ПДС без отражения ($R = 0$), с полным пропусканием ($T \rightarrow 1$). Полное пропускание возникает при полном антисинхронизме отражений от соседних границ.

В случае неэквидистантной сверхрешетки доменов частотный спектр отраженных волн определяется условием

$$k_1 D = \pi l, \quad l = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.21)$$

что противоположно аналогичному условию для эквидистантной решетки [уравнение (5.15)]. Другим отличием неэквидистантной решетки от эквидистантной является модуляция максимумов отражения и пропускания. Период модуляции определяется отношением ширин доменов d_A и d_B в одном блоке D . При выполнении условия

$$l = \frac{\tau}{2} + m\tau, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad \tau = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.22)$$

где τ — период модуляции, модуляция будет подавляться и брэгговские пики будут практически равны (рис. 5.4).

5.3. Эксперименты по распространению акустических волн через ПДС

Впервые отражение объемных ультразвуковых волн от ПДС, сформированной в ниобате лития, было обнаружено в условиях возбуждения самой акустической волны переменным электрическим полем [49]. Отражение носило резонансный характер и соответствовало выполнению условия кратности длины волны периоду ПДС. Отражение поверхностной акустической волны впервые наблюдалось от периодической доменной структуры, также сформированной вблизи поверхности ниобата лития [50].

Однако в этих работах и ряде последующих, результаты которых отражены в обзоре [21], не изучались частотные интервалы полного отражения и полного пропускания акустических волн через ПДС и не рассматривались вопросы нелинейного взаимодействия акустических волн с ПДС. Именно эти нерешенные задачи побудили провести более полное изучение распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) через ПДС, сформированную в ниобате лития. Выбор ПАВ был случаен и обусловлен тем обстоятельством, что уже в течение почти сорока лет проводятся интенсивные исследования по распространению ПАВ в неоднородных твердых средах, приведшие к созданию целого семейства акустоэлектронных устройств. Однако в большинстве из них используются периодические структуры в виде канавок, металлических полосок и других подобных периодических неоднородностей [201]. Можно было полагать, что изучение взаимодействия ПАВ с ПДС расширит области применения первых.

Распространение ПАВ через ПДС в ниобате лития было исследовано с помощью экспериментальной установки, представленной на рис. 5.5. ПДС была сформирована электрическим

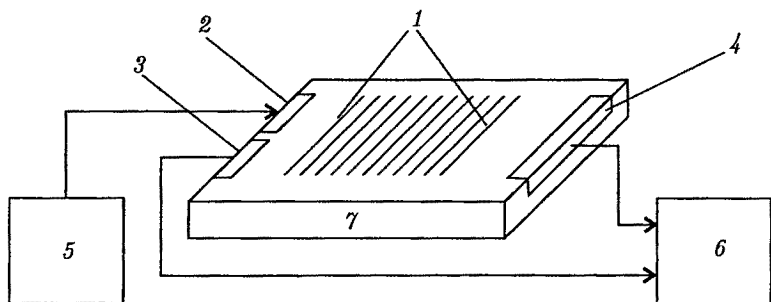


Рис. 5.5. Блок-схема установки для исследования распространения акустических волн через ПДС: 1 — структура доменов; 2, 3, 4 — торцевые преобразователи; 5 — генератор; 6 — супергетеродинный приемник; 7 — образец

способом [49] вблизи xz -поверхности монокристалла ниобата лития с размерами $20(x) \times 2(y) \times 20(z)$ мм [51]. Она состояла из знакопеременных доменов типа «голова к голове» с периодом 50 ± 2 мкм и насчитывала 40 периодов, расположенных вдоль оси z (1). ПАВ в виде коротких импульсов ($\tau \sim 1$ мкс) и периодом повторения 0,1–1 мс генерировались перестраиваемым генератором (5) с помощью широкополосного уголкового преобразователя (2) и детектировались двумя аналогичными преобразователями (3) и (4) (4 — прошедший импульс, 3 — отраженный импульс). Угол между волновым вектором падающего импульса и осью ПДС составлял 14° . Для регистрации прошедших и отраженных импульсов ПАВ использовался супергетеродинный приемник (6), резонансная частота которого синхронно перестраивалась с частотой генератора.

Поскольку при падении акустической волны возникают как отраженные, так и преломленные волны с различной поляризацией, то в экспериментах была предусмотрена возможность детектирования не только прошедших и отраженных акустических волн, но и электрических потенциалов полей, сопровождающих упругие волны. Как следует из обсуждения, приведенного ранее, волны электрического потенциала сопровождают упругие волны не только первой, но и второй гармоник. Причем для первой гармоники электрический потенциал φ пропорционален амплитуде акустической волны, а для второй гармоники потенциал $\varphi^{(2\omega)}$ пропорционален квадрату амплитуды первой акустической гармоники. Таким образом, измерение акустических потенциалов связанных пьезоэлектрических волн дает дополнительный способ контроля над взаимодействием акустических волн с доменными структурами.

Для измерения электрических потенциалов был использован бесконтактный емкостный способ, который ранее уже неоднократно применялся для детектирования объемных акустических волн [202]. Однако в указанном методе детектировался модулированный акустической волной электрический сигнал, возникающий за счет приложения к электродам конденсатора постоянного электрического поля. Конденсатор образован металлизированной поверхностью образца и изолированным от нее электродом. В использованном способе металлический электрод располагался на расстоянии порядка 10 мкм от неметаллизированной поверхности, и к нему не прикладывалось постоянное напряжение. Сам датчик представлял собой коаксиальную или линейную конструкцию электродов (рис. 5.6), расположенную на поверхности распространения волны или на торцевых поверхностях. В первом случае было возможным детектирование вер-

тикальной электрической компоненты первой или второй гармоник ПАВ, а во втором случае детектировались соответствующие компоненты объемных волн. Подобная конструкция не чувствительна к акустическим деформациям, а только регистрирует электрическую компоненту пьезоэлектрического поля.

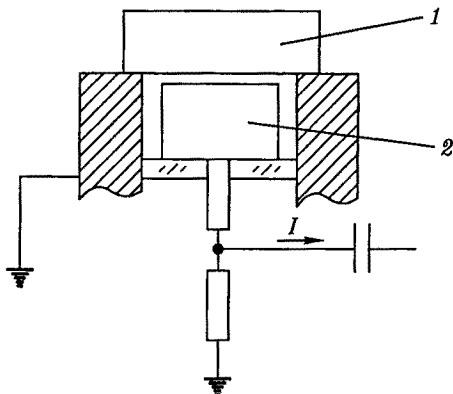


Рис. 5.6. Схематическое изображение емкостного датчика: 1 — образец; 2 — детекторная головка

амплитудно-частотные характеристики пропускания ПДС соответствуют распространению ПАВ с центральной частотой 32 МГц для сформированной оптоакустическим способом ПДС и 32,5 МГц для электрически сформированной ПДС. Было также обнаружено небольшое (порядка 3–5 дБ) ослабление в прохождении объемных продольных акустических волн соответственно на частотах 30–35 МГц для ПДС, сформированных оптоакустическим и электрическим способами. Такое значительное различие в условиях прохождения поверхностных и объемных волн можно объяснить малой толщиной (вдоль оси y) созданных доменов (убывает по экспоненте e^{-ky}). В нашем же случае глубина сечения пучка объемных волн, генерируемых преобразователем, составляет 0,5 мм.

Электрические сигналы от торцевых преобразователей и емкостных датчиков регистрировались одновременно с помощью двухканального осциллографа, а сигналы от первой и второй гармоник детектировались с помощью селективного милливольтметра.

В серии экспериментов исследовалось распространение ПАВ относительно малой интенсивности через доменные структуры [51]. Представленные на рис. 5.7

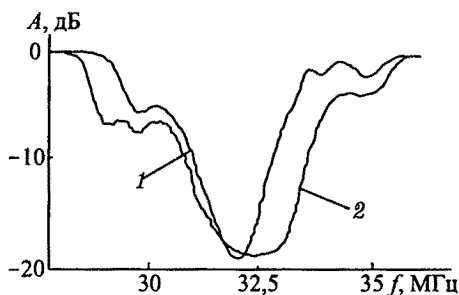


Рис. 5.7. Спектр ПАВ, прошедших через систему инвертированных доменов, созданных акустооптическим (1) и электрическим (2) методами

Амплитудно-частотная характеристика отраженных от доменной структуры акустических импульсов, снятая с помощью емкостного и уголкового детекторов, инвертированная по отношению к представленной на рис. 5.7, также указывает на резонансные свойства ПДС, сформированных электрическим и акустооптическим способами.

Как следует из полученных результатов, в частотном диапазоне 20–200 МГц был обнаружен ряд максимумов в интенсивности отраженных от ПДС акустических импульсов (рис. 5.8).

Этим максимумам в интенсивности отраженных от ПДС импульсов в частотных интервалах 32–35, 60–65, 95–100, 125–133, 165–170 и 192–198 МГц соответствовали минимумы в интенсивности прошедших через ПДС акустических импульсов. При фиксированной частоте генератора в интервале 32–35 МГц и перестройке частоты супергетеродинного приемника были обнаружены помимо сигналов на основной частоте также сигналы отраженных от ПДС акустических

импульсов в интервале 60–65 МГц, т. е. на частоте, соответствующей второй гармонике генерируемых акустических импульсов. Коэффициент отражения второй гармоники был почти на порядок меньше, чем аналогичный коэффициент для основной частоты. Он составлял в среднем $\sim 10^{-2}$, что почти на два порядка выше, чем коэффициент отражения для аналогичного преобразования с использованием только однородной акустической нелинейности в таком же монокристалле ниобата лития.

Предложенная теоретическая интерпретация полученных результатов основана как на ряде особенностей ПДС, сформированной в сегнетопьезоэлектрическом кристалле, так и на особенностях распространения ПАВ через ПДС.

Известно [201], что при каком-либо локальном искажении характера поверхности, проявляющемся в изменении непрерывности таких параметров уравнений (5.7), (5.8), как компоненты деформации, напряжения, электрического потенциала и электрической индукции, возникает отражение акустических волн

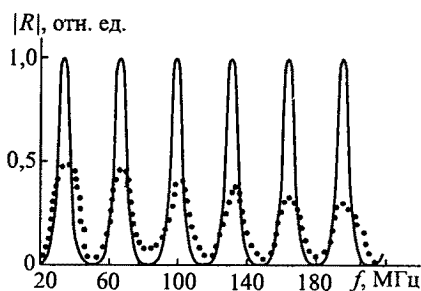


Рис. 5.8. Спектр отраженных от ПДС акустических импульсов: сплошная линия — теоретический спектр; точки — экспериментальный спектр

от границ неоднородностей. Для наиболее употребимых отражающих фильтров на ПАВ такой неоднородностью является изменение модуля упругости с под проводящими электродами, что приводит к локальному изменению скорости акустических волн. Фактор изменения скорости акустических волн под действием градиентов фотоиндуцированного электрического поля характерен и для голографических решеток [84]. Для ПДС главной особенностью является периодическое изменение знаков пьезоэлектрических коэффициентов на границах доменов и неизменность упругих и диэлектрических свойств.

Таким образом, брэгговское отражение от ПДС будет возникать вследствие интерференции между падающей волной и волнами, отраженными от внутренних границ между доменами. В ПДС, состоящей из N доменов, насчитывается $2N - 1$ границ типа $+/-$ и $-/+$, где знаки «+» и «-» относятся к доменам с противоположной поляризацией. Если представить периодически изменяющийся пьезоэлектрический коэффициент в виде ряда Фурье, то первый периодически осциллирующий член будет соответствовать m -порядку периодической структуры:

$$l_F(Z) = l_0 \frac{1}{m} \cos kz. \quad (5.23)$$

Эффект интерференции между отраженными от границ волнами можно описать структурным фактором:

$$S_Q = \sum_j \exp(iQz_j), \quad (5.24)$$

где Q — сумма нормальных компонент волновых векторов падающей и отраженных волн на каждой границе; z_j определяет позиции границ доменов.

Поскольку при отражении не изменяется мода волновых векторов k , то при отражении $Q = 2k$ и структурный фактор, удовлетворяющий брэгговскому отражению, упрощается до

$$S_Q = \frac{2\pi}{D} \sum_m \delta(Q - Q_m). \quad (5.25)$$

В данных экспериментах длительность импульса ПАВ превышала время прохождения импульса через ПДС, поэтому его взаимодействие с ПДС можно рассматривать в квазинепрерывном режиме. Таким образом, резонансная интерференция отраженных ПАВ брэгговского типа возникает при отражении от доменных границ одного типа, например, $(+/-) \leftrightarrow (+/-)$.

Используя ранее выполненные расчеты по дифракции акустических волн на периодических структурах [189, 201], модуль коэффициента отражения ПАВ от границ доменов можно представить в виде

$$|R| = r \frac{\sin(NQD)}{\sin(QD)} \exp(jQD) \delta(Q - Q_m), \quad (5.26)$$

где r — отражающая способность.

Без учета потерь на дополнительное рассеяние на границах

$$r \approx K^2 = \frac{e^2}{ce}, \quad (5.27)$$

где K — эффективный коэффициент электромеханической связи для рэлеевских волн.

В итоге, с учетом, что $\exp(jQD) \ll 1$,

$$|R| = K^2 \frac{\sin(NQD)}{\sin(QD)}. \quad (5.28)$$

Таким образом, из уравнения (5.28) следует, что значения $|R|$ имеют периодические максимумы при условии $Q = 2\pi m$, $m = 1, 2, 3, \dots$, что соответствует частотам

$$f_m = \frac{Vm}{2D}, \quad (5.29)$$

где V — скорость ПАВ.

Соответственно модуль коэффициента прохождения через ПДС $|T|$ ($|T| = \sqrt{1 - |R|^2}$) имеет максимумы при $R \rightarrow 0$.

Как следует из (5.28), амплитудные значения коэффициента отражения будут прямо пропорциональны числу периодов ПДС, а ширина полосы отражения будет $\sim N^{-1}$.

Расчетные значения для $|R|$ при $k = 0,32$, $d = 52$ мкм, $N = 20$ вполне соответствуют измеренному спектру отраженных от ПДС волн. Следует отметить различие в спектрах отраженных от ПДС волн и волн, генерируемых на ПДС с помощью переменного электрического поля [51] или лазерным пучком [203]. Если отражение возникает при интерференции волн, отраженных от границ одного типа, и их резонансные частоты описываются выражением (5.29), то максимумы генерируемых акустических волн возникает при интерференции волн от соседних границ, и $f_m = Vm/D$, т. е. резонансные частоты в два раза выше, чем при отражении.

5.4. Распространение акустических волн через слоистую и доменную структуры в магнетиках

В данном разделе мы ограничимся рассмотрением распространения ультразвуковых волн через структуру 180° -ных доменов в ферромагнитном одноосном образце. Причем, как это было рассмотрено в [191–193], основное внимание будет обращено на уединенную доменную границу. В основу теоретических расчетов было положено, что колебания доменной границы, возбужденные в образце первичной акустической волной, будут сопровождаться возбуждением вторичных акустических волн. Как показывают расчеты, непосредственно со смещением границы связана падающая перпендикулярно ей продольная акустическая волна. Взаимодействие поперечных волн с доменной границей будет эффективно только благодаря выходу локальной намагниченности из плоскости доменной границы при ее колебаниях. Максимум взаимодействия первичной акустической волны с доменной границей приходится, как уже рассматривалось ранее, на область длин волн порядка толщины доменной границы. При толщине границы порядка 10^{-4} – 10^{-6} см резонансные частоты находятся в гиперзвуковом диапазоне (10^{10} – 10^{11} Гц).

В основу процессов отражения и преобразования акустических мод на доменной структуре магнетиков положено представление о существовании неоднородных магнитострикционных деформаций в объеме доменной границы. Такие неоднородные деформации присущи одноосным ферромагнетикам. В то же время, ранее считалось, что в кубических ферромагнетиках магнитострикция не приводит к неоднородным деформациям в доменной границе. Однако, как было показано в [193], неоднородные деформации могут возникать и в кубическом ферромагнетике за счет обменной (объемной) магнитострикции.

Возбуждение колебаний доменной границы может вызываться как продольной, так и поперечной акустической волной. В любом случае, независимо от типа падающей акустической волны, будут генерироваться вторичные (рассеянные) продольные и поперечные волны по обе стороны от доменной границы. Следовательно, при рассеянии волн на границе будут происходить взаимные превращения продольных и поперечных акустических волн.

В случае рассеяния продольной волны с деформацией u_y на границе будут генерироваться следующие рассеянные волны: продольные волны $u_y^{(y)}(\pm)$, где верхний индекс обозначает, что это рассеянные волны от падающей продольной волны (вдоль

оси y), а знаки (\pm) относятся к волнам, рассеянными соответственно вправо и влево; поперечные волны $u_x^{(y)}(\pm)$, $u_z^{(y)}(\pm)$, где нижние индексы обозначают векторы поляризации колебания в волне.

При рассеянии поперечной волны, падающей на доменную границу и имеющей поляризацию вдоль оси x , возникают следующие рассеянные волны: продольные волны $u_x^{(x)}(\pm)$; поперечные волны $u_y^{(x)}(\pm)$ и $u_z^{(x)}(\pm)$.

Для оценки эффективности процессов отражения и взаимного превращения (трансформации) падающих на границу акустических волн в [193] была введена матрица рассеянных акустических потоков S_{ij} в виде отношения

$$S_{ij} = \frac{Q_i^{(\text{pac})}(+)}{Q_j^{(\text{пад})}} = \frac{Q_i^{(\text{pac})}(-)}{Q_j^{(\text{пад})}}, \quad (5.30)$$

т. е. отношение потока рассеянных волн с поляризацией i к выходящему их потоку падающих волн с поляризацией j . Эта матрица симметрична: $S_{ij} = S_{ji}$. Диагональные элементы матрицы S (с одинаковыми индексами ii или jj) являются коэффициентами отражения волн данной поляризации, а не диагональные (с индексами ij или ji) — коэффициентами взаимного превращения волн одной поляризации в волны другой поляризации, одинаковые для отраженных и проходящих волн.

Приближенные выражения для элементов матрицы рассеяния при условии отсутствия резонансных акустических мод имеют вид

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \alpha^2 \beta^2 \Phi_2^2 [\Phi_1^2 + \Phi_2^2], \\ S_{yy} &= \beta^2 \Phi_2^2, \\ S_{zz} &= \gamma^2 \beta^2 \Psi_2^2 [\Psi_1^2 + \Psi_2^2], \\ S_{xy} &= S_{yx} = \alpha \beta \Phi_2^2, \\ S_{xz} &= S_{zx} = \alpha \gamma \beta^2 \Phi_2^2 [\Phi_1^2 + \Phi_2^2], \\ S_{yz} &= S_{zy} = \beta \gamma \Phi_2^2 \Psi_2^2, \end{aligned} \quad (5.31)$$

где α , β , γ — коэффициенты связи акустических волн с изменением магнитной восприимчивости. Для нерезонансных частот малые параметры α , β , $\gamma \ll 1$, точно так же, как и значения частотных функций Φ и $\Psi < 1$ при $\omega \ll \omega_\Delta$, где ω_Δ — частота колебаний доменной границы.

Даже не проводя детального анализа выражений (5.31), в работе [193] показано, что наибольшие значения имеют те коэф-

коэффициенты рассеяния, которым соответствуют процессы с участием продольной волны, например, S_{yy} , S_{xy} , S_{yx} , S_{yz} , S_{zy} . Они являются квадратичными функциями малых параметров α , β , γ , в то время как другие коэффициенты рассеяния пропорциональны четвертой степени этих параметров. Например, при падении поперечной волны на границу в отраженной волне амплитуда продольной волны будет иметь большую величину, чем амплитуда поперечной ($S_{xy} = S_{yx} \gg S_{xx}$, S_{xz}). Физически это связано с тем обстоятельством, что существенная для рассматриваемых процессов неоднородная деформация в основном состоянии является лишь деформацией продольного сжатия или растяжения.

В магнитоупорядоченных средах распространение акустических волн связано с трансформацией волн на доменных границах и возбуждением связанных магнитоупругих колебаний [204]. Для такого процесса необходимо, чтобы упругие колебания $u(k_n, t)$ сопровождалось колебаниями намагниченности

$$\Delta M_u(k_n, t) = \lambda u(k_n, t), \quad (5.32)$$

где коэффициент λ зависит от величины магнитоупругого тензора b , волнового вектора k_n и разности частот спиновой и упругой волн.

Магнитоупругий механизм возбуждения и преобразования акустических волн наиболее эффективен при условии, что амплитуда колебаний намагниченности будет превосходить саму намагниченность или хотя бы будет сравнима с ней:

$$\frac{\Delta M(k_n, t)}{M(k_n, t)} = \eta(k_n) \geq 1, \quad (5.33)$$

где η — магнитоупругий коэффициент усиления колебаний намагниченности.

Подобный магнитоупругий механизм был обнаружен в FeVO_3 при распространении акустических импульсов с частотами, близкими к частоте ЯМР ядер ^{57}Fe [204].

Как уже отмечалось во второй главе, интерес к манганитам связан, прежде всего, с колоссальным магнитосопротивлением, что делает возможным их применение в различных устройствах в качестве сенсоров и элементов памяти. Уникальные электрические и магнитные свойства этих материалов принято считать следствием спинового, зарядового или орбитального упорядочения. При этом в манганитах одновременно могут сосуществовать различные формы упорядочения, обладающие в ряде случаев значительной пространственной неоднородностью

в виде магнитно- или зарядовоупорядоченных кластеров. Структурные, магнитные и зарядовые неоднородности могут отражаться в локальных изменениях упругих свойств манганитов, что позволяет для их исследования использовать акустические методы наряду с магнитострикцией, магнитным резонансом, нейтронной дифракцией и рядом других методов. Акустическая спектроскопия, особенно с использованием волн на частотах 10^9 – 10^{10} Гц, когда длина волны соответствует размерам неоднородностей, может быть использована для исследования индуцированных доменных структур, возникших за счет магнитного или зарядового упорядочения.

В частности, по-видимому, впервые образование тонкой микроструктуры, состоящей из структурных магнитоупругих доменов, было обнаружено с помощью ультразвуковых исследований в лантан-стронциевом манганите с концентрацией ионов Sr порядка 0,17 [206]. Использование более высоких частот ультразвука (порядка 700 МГц) позволило обнаружить в манганите состава $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,175$) трансформацию продольной акустической волны в магнитоупругую волну с поперечной поляризацией в интервале температур 315–180 К [206, 207]. Было обнаружено,

что помимо одного импульса, отнесенного по скорости распространения к продольной волне, возникает второй импульс, скорость которого соответствует поперечной волне (рис. 5.9). Причем с понижением температуры амплитуда продольного

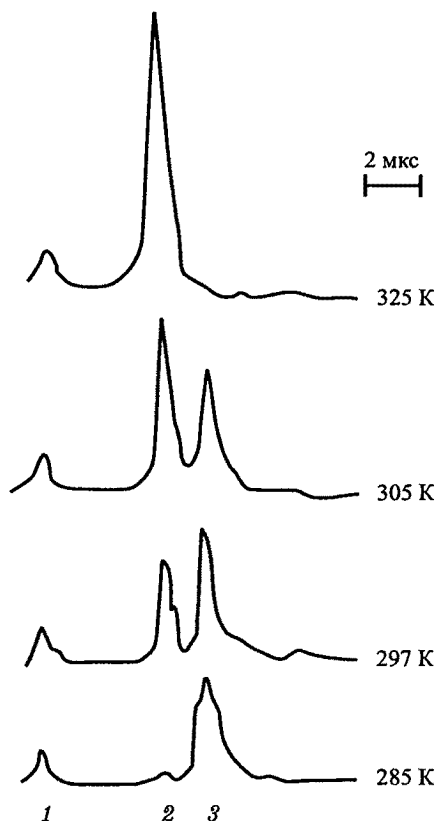


Рис. 5.9. Осциллограммы распространения ультразвуковых импульсов через образец: 1 — возбуждающий электромагнитный импульс; 2 — прошедший через составной резонатор импульс продольной акустической моды; 3 — импульс поперечной акустической моды

импульса, прошедшего через образец, падает, а поперечного растет. Трансформация акустических волн выражалась в монотонном возрастании компоненты поперечной волны и таком же уменьшении компоненты продольной волны в интервале температур 315–270 К (рис. 5.10). В экспериментах по прохождению через образец чисто поперечных волн, возбуждаемых

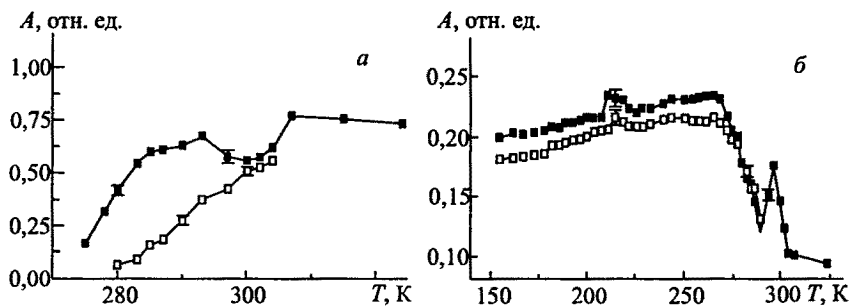


Рис. 5.10. Зависимость амплитуды продольной (а) и магнитоупругой (б) волн от температуры: □ — при нулевом магнитном поле; ■ — в поле 1 Тл

преобразователями из ниобата лития x -среза, трансформация не наблюдалась. Следует подчеркнуть, что в соответствии с теорией распространения упругих волн в анизотропных средах в направлении (100) кубических кристаллов распространяются две поперечные волны с одинаковой скоростью $v_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$. Поскольку манганиты можно отнести к квазикубическим кристаллам, обнаружение только одной поперечной волны при магнитоупругой трансформации мод вполне удовлетворяет теоретическим представлениям.

Приложение магнитного поля в интервале температур выше 310 К не приводило к каким-либо значительным (более 5%) изменениям в затухании и скорости продольных и поперечных волн. Однако ниже 305 К наблюдалось резкое уменьшение амплитуды прошедших через образец продольных волн (рис. 5.10 а), в то время как амплитуда поперечных импульсов изменялась мало (рис. 5.10 б). Такое различие в поведении амплитуд акустических импульсов A_l и A_t в магнитном поле сопровождалось и соответствующим изменением скоростей продольных и поперечных волн в приложенном поле. Магнитное поле в основном приводило к увеличению скорости поперечной волны в том же температурном диапазоне 300–200 К (рис. 5.11).

Следует отметить, что образец манганита, в котором было обнаружено разделение импульсов, был практически однороден

по концентрации ионов марганца, что подтверждено рентгено-спектральным микроанализом. Было установлено, что размеры неоднородностей химического состава не превышают 1 мкм, т. е. меньше длины волны ультразвука ($\lambda \approx 5$ мкм). Вследствие этого характер температурных и магнитных изменений акустических параметров в сочетании с температурным и магнитным ходом проводимости в интервале 315–200 К позволил сделать вывод об определяющей роли магнитного упорядочения в этих изменениях, выражающегося в возникновении магнитно-двухфазного ферро-антиферромагнитного состояния в определенном диапазоне примесных концентраций и температуры манганитов. При этих же условиях (концентрации и температурные интервалы) наблюдается колоссальное магнитосопротивление и большая магнитострикция порядка 10^{-4} – 10^{-3} . Таким образом, можно полагать, что колоссальное магнитосопротивление, большая объемная магнитострикция и возникновение двух типов акустических волн вызвано одной и той же причиной — возрастанием под действием магнитного поля ферромагнитной области. Как показано в [208–210], внутри ферромагнитных капель сосредоточены носители заряда. В нашем случае ими являются дырки. Более того, внутри капель происходит уменьшение постоянных решетки из-за перераспределения заряда. Приложение внешнего магнитного поля приводит к возрастанию радиусов капель; магнитные моменты внутри капель упорядочиваются. С ростом магнитного поля проявляется тенденция к слиянию капель и образованию однородного ферромагнитного состояния. Поскольку внешнее поле при $T \geq T_C$ увеличивает степень ферромагнитного порядка вблизи примесных ионов Sr, поэтому ферромагнитный порядок существует и выше T_C . Таким образом, можно полагать, что разделение акустического импульса на два связано с распространением акустической волны одновременно в магнитоупорядоченной ферромагнитной и неупорядоченной парамагнитной фазах.

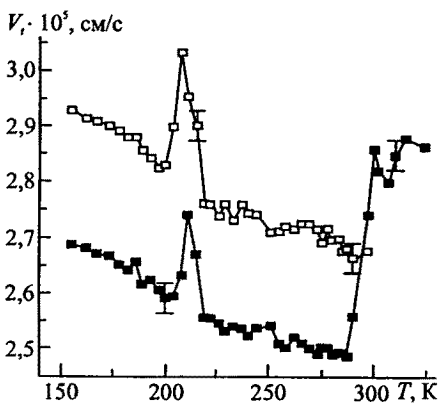


Рис. 5.11. Температурные зависимости скорости поперечных (V_t) мод колебаний в манганите $\text{La}_{0,825}\text{Sr}_{0,175}\text{MnO}_3$ в поле $H = 0$ (\square) и $H = 10$ кЭ (\blacksquare)

5.5. Акустические нелинейные эффекты

Теоретическое изучение влияния доменной структуры в магнетиках и сегнетоэлектриках на нелинейные характеристики акустических волн началось еще в 70-е гг. [211, 212]. В первую очередь рассматривалось движение доменных границ в магнитном или электрическом поле.

Акустические нелинейные эффекты в кристаллах могут возникать как при внешних воздействиях (механических, электрических и оптических), так и за счет воздействия на среду самой акустической волны. Особенно многообразны эффекты взаимодействия акустической волны с пьезоэлектрическим кристаллом. Один из таких эффектов — перераспределение фотовозбужденных электронов — уже был рассмотрен в гл. 2. Нелинейные эффекты, возникающие при постоянном воздействии, называются статическими, а остальные эффекты относятся к динамическим эффектам. Разнообразные воздействия приводят к изменению модулей упругости, диэлектрической проницаемости, электрострикции, пьезоэлектрических модулей и магнитоупругих модулей.

Распространение акустических волн в кристаллах, обладающих пьезоэффектом, описывается с помощью уравнений движения (5.7), (5.8).

Для протяженной среды в самом простом виде решением уравнения движения является плоская монохроматическая волна вида

$$u = A e^{ik(x_i - Vt)}, \quad (5.34)$$

которая распространяется с фазовой скоростью V и волновым вектором k . В пьезоэлектрических кристаллах в одном направлении распространяется пять объемных связанных акустических и электромагнитных волн, три из которых акустические, а две — электромагнитные. При этом скорости акустических волн в пьезоэлектрике отличны от соответствующих скоростей в диэлектрике на величину, пропорциональную коэффициенту электромеханических связей ($K_{эм}$):

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \frac{K_{эм}^2}{2}. \quad (5.35)$$

Поскольку отношение скорости электрической волны к скорости акустической волны порядка 10^5 , то волновым характером электромагнитного поля можно пренебречь, рассматривая его в квазистатическом приближении. Отсюда следует, что в пьезоэлектрике распространение плоской упругой волны сопровождается

ется продольным электрическим полем, а поперечными компонентами электромагнитных волн можно пренебречь. Амплитуда напряженности связанного электрического поля имеет вид

$$E = \frac{e_k}{\varepsilon} u, \quad (5.36)$$

причем это поле будет расположено по направлению вектора волновой нормали, независимо от характера поляризации волны.

В условиях нелинейных акустических свойств среды приведенные выше уравнения (5.6)–(5.8) преобразуются с учетом нелинейности входящих в них параметров:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (c_{ijkl} + c_{ijkl}^x) \frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j} + (e_{ijk} + e_{ijk}^x) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k}; \quad (5.37)$$

$$(\varepsilon_{ik} + \varepsilon_{ijk}^x) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j} = (e_{ijk} + e_{ijk}^x) \frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (5.38)$$

где c_{ijkl}^x , e_{ijk}^x , ε_{ijk}^x представляют нелинейные поправки к линейным коэффициентам.

Вследствие малости нелинейных параметров, решение уравнения (5.37) представляется в виде:

$$u_i = u_i^{(1)} + u_i^{(2)} + u_i^{(3)} + \dots \quad (5.39)$$

Амплитуда второй гармоники, следующая из решения уравнения (5.36), имеет вид

$$u_2 \approx k^2 x_i u_1^2 \cos(2\omega t - 2kx_i), \quad (5.40)$$

где u_1 — амплитуда первой гармоники.

Таким образом, u_2 линейно нарастает с увеличением расстояния x_i от преобразователя в нелинейной среде.

Рассмотрению динамических нелинейных акустических эффектов, возникающих при распространении объемных акустических волн, посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований. Достаточно упомянуть обобщающие монографии Зарембо и Красильникова [213], Руденко и Солуяна [214]. В последние десятилетия стали активно изучаться нелинейные эффекты, связанные с распространением поверхностных акустических волн [201]. Однако в большинстве своем эти исследования ограничивались рассмотрением нелинейных эффектов в физически однородных средах, обладающих упругой (решеточной), пьезоэлектрической, электрострикционной, магнитострикционной и диэлектрической нелинейностями.

Вначале такие исследования в основном касались генерации второй гармоники в пьезоэлектрических кристаллах, обусловленной вышеупомянутыми механизмами нелинейности [215], а затем они были распространены на механизмы акустоэлектронной нелинейности в также однородных пьезополупроводниковых и слоистых структурах [216].

В то же время акустическая нелинейность присуща и границам раздела двух твердых нелинейных сред (граничная акустическая нелинейность). Доменная структура в ферромагнетиках и сегнетоэлектриках, которую можно представить в виде системы границ с периодически изменяющимся направлением магнитной или электрической поляризации, также создает дополнительную акустическую нелинейность [190].

Следует подчеркнуть, что в условиях распространения акустической волны через структуру доменов нелинейность имеет локальный характер, в то время как в случае однородной среды происходит накопление нелинейного эффекта в процессе распространения волны по всему образцу.

Генерация второй гармоники объемной акустической волны наблюдалась в монокристаллическом сегнетоэлектрике-сегнетоэластике молибдате гадолия [217]. Особенностью данного кристалла является возможность управления доменной структурой приложением как электрического поля, так и упругой деформации. Действительно, авторами было установлено, что относительное увеличение интенсивности второй гармоники испытывает только волна с поляризацией, соответствующей спонтанной деформации кристалла.

Возникновение второй гармоники поверхностной акустической волны было обнаружено при исследовании прохождения интенсивных ($10^{-5} < u < 10^{-4}$) поверхностных акустических волн через периодическую доменную структуру, сформированную в ниобате лития [218]. Использовался тот же образец, что и в экспериментах, описанных в параграфе 5.3. Для детектирования отраженных от ПДС сигналов использовались широкополосный преобразователь ПАВ и емкостной датчик, расположенный параллельно генератору ПАВ, работавшему в импульсном режиме. При интенсивности ПАВ $u \leq 10^{-5}$ был обнаружен отраженный акустический сигнал на частоте, соответствующей частоте генератора ПАВ. При повышении интенсивности ПАВ до $5 \cdot 10^{-5}$ и выше в отраженном от ПДС сигнале было обнаружено наличие акустических колебаний в частотном интервале 60–65 МГц, которые соответствовали частоте второй гармоники ПАВ (рис. 5.12). Наибольшая эффективность преобразования во вторую гармонику при повороте генератора ПАВ на 10–20°

относительно оси расположения ПДС составляла 10^{-2} – 10^{-3} от отраженного сигнала на основной гармонике. При этом сигнал на удвоенной частоте был одновременно зафиксирован как широкополосным преобразователем, так и емкостным датчиком.

Присутствие второй гармоники было обнаружено и в акустическом сигнале, прошедшем через ПДС. В этом случае в данной системе регистрации возможно аддитивное наложение двух

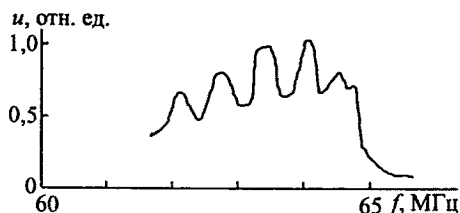


Рис. 5.12. Генерация второй гармоники ПАВ

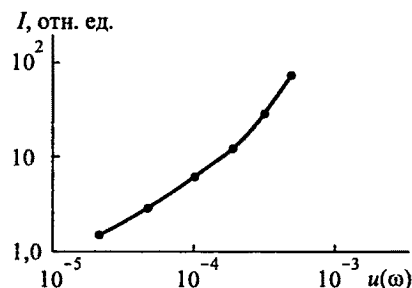


Рис. 5.13. Зависимость интенсивности сигнала второй гармоники от амплитуды относительной деформации первой гармоники

амплитуда импульсов второй гармоники нелинейно возрастала (рис. 5.13). При этом в зависимости интенсивности на основной частоте I от величины переменного напряжения на преобразователе U (рис. 5.14) наблюдается нелинейное уменьшение I с ростом U , что связано с нелинейным увеличением интенсивности сигнала второй гармоники $I(2\omega)$.

Точно такое же поведение интенсивности наблюдалось и при генерации второй гармоники на частотах, удовлетворяющих более высоким резонансам:

$\omega = 63$ МГц, $2\omega = 126$ МГц и далее на всех высших гармониках.

нелинейных процессов, связанных с нелинейностью ПДС и нелинейностью монокристаллического образца. При сравнении результатов по отношению интенсивностей прошедших через ПДС сигналов на основной частоте и второй гармонике и тех же сигналов для монокристаллического образца оказалось, что в первом случае интенсивность второй гармоники возросла на 10–20 %. С увеличением амплитуды импульсов на основной частоте

амплитуда импульсов второй гармоники нелинейно возрастала

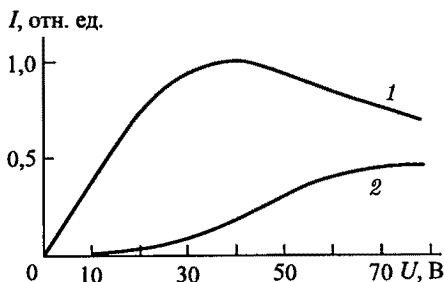


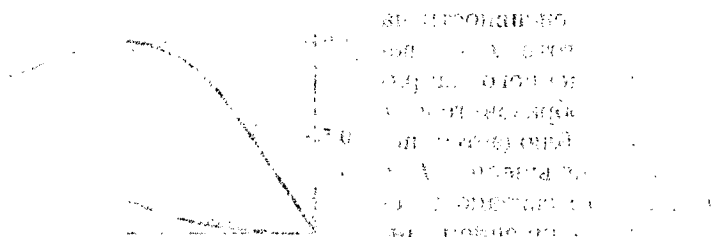
Рис. 5.14. Зависимость интенсивности первой (1) и второй (2) гармоник ПАВ от приложенного к преобразователю напряжения

Используя приведенные выше выражения для коэффициента отражения и общую модель нелинейного распространения акустических волн [118], интенсивность второй гармоники ПАВ $I(2\omega)$ при нелинейном отражении ПАВ на основной частоте (ω) можно представить в виде

$$I(2\omega) = k^2 I^2(\omega) N^2 \frac{\sin(NQd)}{\sin(Qd)}. \quad (5.41)$$

Следовательно, интенсивность $I(2\omega)$ имеет квадратичную зависимость относительно $I(\omega)$, что и наблюдается на рис. 5.13. Некоторое падение интенсивности $I(\omega)$ с ростом U (рис. 5.14) можно объяснить нелинейным увеличением интенсивности второй гармоники и, следовательно, возрастанием перекачки энергии от первой во вторую гармонику.

Таким образом, проведенные эксперименты указывают на согласованный по фазе процесс нелинейной трансформации акустических волн, падающих на ПДС, во вторую и следующие высшие гармоники.



ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

6.1. Генерация акустических колебаний в поле электрической или магнитной волны

Эффективная генерация акустических волн в пьезоэлектрическом или магнитоупругом кристалле возможна, если электромагнитное поле меняется на размере порядка длины акустической волны.

Создание таких систем в диапазоне единиц гигагерц и более связано со значительными технологическими трудностями. В то же время ясно, что эффективное преобразование возможно и в однородном электрическом или магнитном поле, если только имеется пространственная модуляция параметров среды с периодом порядка длины волны λ . Такая модуляция может быть обусловлена внутренними силами, действующими в среде, так что для построения преобразователя не потребуется внешнее воздействие с пространственным масштабом порядка λ . В качестве такого параметра может быть использован пьезомодуль сегнетоэлектрика или ферромагнетика, разбитого на домены. Если пьезоэффект обусловлен стрикцией во внутреннем поле, то пьезомодуль будет промодулирован в пространстве в соответствии с доменной структурой.

Сформированную в пьезоэлектрическом или магнитном кристалле ПДС в приложенных переменных соответственно электрическом или магнитном полях можно рассматривать как систему периодически расположенных источников акустических волн (рис. 6.1). Они образованы границами доменов, имеющих противоположные знаки пьезоэлектрических или магнитоупругих коэффициентов. Эффективная генерация возникает при

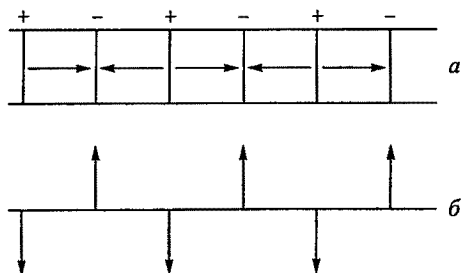


Рис. 6.1. Периодическая доменная структура (а) и соответствующие ей источники ультразвуковых колебаний (б)

условии совпадения фаз источников, что соответствует совпадению (или кратности) периода ПДС с длиной акустической волны.

Резонанс любых видов акустических волн на периодических доменных структурах возникает на частотах

$$f = \frac{nV}{D}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6.1)$$

а для квазипериодических доменных структур —

$$f = \frac{(m + n\tau)V}{D}, \quad (6.2)$$

где V — скорость объемных или поверхностных волн.

Для эффективной работы преобразователя его необходимо согласовать с передающей линией. Условие малости потерь в согласующих элементах накладывает ограничение на отношение реальной части входной проводимости к мнимой — $\alpha = \frac{\text{Re } Y}{\text{Im } Y} \gg Q^{-1}$, где Q — добротность согласующих элементов (в добротность согласующих элементов включается также и электрическая добротность сегнетоэлектрика, обусловленная диэлектрическими потерями). В рассматриваемой системе коэффициент α может быть достаточно большой величиной. В самом простом варианте было рассмотрено поведение безграничного звукопровода в виде пластины, часть которой помещена между обкладками конденсатора, и к которому подведен СВЧ-сигнал [23]. Пьезомодуль пластины является функцией координаты z , направленной параллельно обкладкам конденсатора. Рассматривалось возбуждение плоской акустической (продольной или поперечной) волны, распространяющейся вдоль оси z . При этом пьезоэлектрическое поле, создаваемое акустической волной, было направлено перпендикулярно обкладкам конденсатора.

Эффективность системы как преобразователя электрической энергии в акустическую и обратно удобно характеризовать входной проводимостью $Y(\omega) = \frac{I(\omega)}{U(\omega)}$. Здесь $I(\omega) = \frac{4i\omega}{\pi} \int_S D dS$ — ток, $U(\omega) = E(\omega)d$ — прикладываемое напряжение, d — расстояние между пластинами, S — площадь электродов.

Подставляя решение уравнения (5.7) в выражение для электрической индукции D (5.8) и производя соответствующие

выкладки, получаем следующее выражение для входной проводимости преобразователя с неоднородными пьезосвойствами:

$$Y(\omega) = i\omega C \left[1 + \frac{4\pi}{\varepsilon c} \int_0^l e^2(z_1) dz_1 - \right. \\ \left. - \frac{4\pi i\omega}{V\varepsilon c} \frac{1}{l} \int_0^l dz_1 \int_0^{z_1} dz_2 e(z_1)e(z_2) \exp \left\{ -i \frac{\omega}{V} (z_1 - z_2) \right\} \right]. \quad (6.3)$$

Здесь $C = \varepsilon al / (4\pi d)$ — статическая емкость преобразователя, a — апертура преобразователя. Реальная часть входной проводимости имеет следующий вид:

$$\operatorname{Re} Y(\omega) = \frac{\omega^2 a}{2cVd} \left| \int_0^l e(z_1) \exp \left\{ i \frac{\omega}{V} z_1 \right\} dz_1 \right|^2. \quad (6.4)$$

При выводе (6.4) используется следующее тождество:

$$\int_0^l dz \int_z^l du e(z) e(u) \exp \left[-i \frac{\omega}{V} (z - u) \right] = \\ = \int_0^l dz \int_0^z du e(z) e(u) \exp \left[i \frac{\omega}{V} (z - u) \right]. \quad (6.5)$$

Были рассмотрены некоторые частные случаи.

1. Если $e(z) = e_0 = \text{const}$ — однородная пьезосреда, то

$$\operatorname{Re} Y = CVl^{-1} K^2 \left(1 - \cos \frac{\omega l}{V} \right), \quad (6.6)$$

где $K^2 = e^2 / (\varepsilon c)$ — квадрат коэффициента электромеханической связи, что согласуется с (5.27). При $K^2 \ll 1$ величина α равна

$$\alpha = K^2 \frac{V}{\omega l} \left(1 - \cos \frac{\omega l}{V} \right). \quad (6.7)$$

С увеличением длины α уменьшается и требования к добротности согласующих элементов становятся более жесткими.

2. Если $e(z) = e_0 \cos(\omega_0 z / V)$ (среда с периодическими пьезосвойствами), то

$$\operatorname{Re} Y = \frac{ae_0^2 \omega^2}{8cVd} \left\{ \frac{\sin[(\omega - \omega_0)l / (2V)]}{(\omega - \omega_0) / (2V)} \right\}^2. \quad (6.8)$$

При $\omega = \omega_0$ $\alpha = (K^2/8) (\omega l/V)$, что с точностью до числового множителя порядка единиц совпадает с соответствующей характеристикой преобразователя на ПАВ, возбуждаемых при помощи встречно-штыревой системы электродов. При достаточно большой длине системы отношение реальной части проводимости к мнимой может быть сделано достаточно большим, и тем самым требования к добротности согласующих элементов значительно снижаются.

Наличие в реальном кристалле различных примесей, дислокаций, случайных напряжений и т.д. приводит к тому, что доменная структура перестает быть строго периодической. Естественно считать поэтому, что последняя состоит из доменов, размер которых вдоль z меняется случайным образом. Случайные поля и дислокации приводят, вообще-то говоря, к изменению поперечной структуры доменов. Поэтому при возбуждении прикладываемым электрическим полем акустической волны роль пьезомодуля будет играть величина $\frac{1}{a} \int_0^a e(z, y) dy$, где y — поперечная координата. В этом случае $e(z)$ представляет собой случайную последовательность знакопеременных прямоугольных импульсов.

Проводя в (6.4) усреднение по ансамблю, получим следующее выражение для усредненной проводимости $\overline{\text{Re } Y}$:

$$\overline{\text{Re } Y} = \frac{\omega^2 a}{2cVd} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(k) \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega - kV}{2V} l \right)}{\left(\frac{\omega - kV}{2V} \right)^2} dk, \quad (6.9)$$

где $S(k) = \int_{-\infty}^{\infty} e(z_1) e(z_2) \exp[ik(z_1 - z_2)] dz_1$ — спектральная плотность мощности случайного процесса $e(z)$. Если статистические свойства положительных и отрицательных доменов одинаковы и независимы, то можно записать

$$S(k) = \frac{4e_0^2}{\Delta k^2} \frac{\text{sh}(G^2 k^2/2)}{\text{ch}(G^2 k^2/2) + \cos k\Delta}, \quad (6.10)$$

где Δ — средний размер домена; G — среднеквадратичное отклонение размера домена от среднего. Функция (6.10) имеет максимумы на пространственных частотах $k_n = (\pi/\Delta)(2n+1)$, $n = 1, 2, 3, \dots$

Из (6.9) видно, что на частотах $\omega_n = vk_n$ при $l < l_{\text{кор}}$

$$\overline{\text{Re } Y} = K^2 \frac{2\omega c}{\pi^2 (2n+1)^2} \frac{\omega l}{V}. \quad (6.11)$$

Когерентная длина определяется следующим выражением:

$$l_{\text{ког}} = \frac{4\Delta^3}{\pi G^2 (2n+1)^2}. \quad (6.12)$$

На расстоянии $z < l_{\text{ког}}$ статистика доменов не успевает сказаться, и преобразование фактически происходит как на периодической совокупности доменов. При $l \gg l_{\text{ког}}$

$$\overline{\text{Re } Y} = K^2 \frac{2\omega c}{\pi \Delta^2 k_n^2} \frac{\omega l_{\text{ког}}}{V}. \quad (6.13)$$

Основное отличие (6.13) от (6.11) в том, что при $l \gg l_{\text{ког}}$ реальная часть проводимости нарастает лишь пропорционально длине, поскольку статическая емкость $C = \epsilon al / (4\pi d)$ нарастает пропорционально длине. Как следствие этого, α не зависит от длины. Этот случай соответствует некогерентной генерации фононов электрическим полем.

Общая длина ПДС L не влияет на параметры резонансных частот, но определяет значения коэффициента преобразования M электрической энергии в акустическую энергию

$$M \sim K^2 N_d, \quad (6.14)$$

где K — коэффициент электромеханической или магнитоупругой связи; N_d — число доменных границ.

Для резонансной доменной структуры ($D = \pi n/k$) амплитуда генерируемой акустической волны является периодической функцией x :

$$U_1 = \frac{EN_d e(z)}{2\epsilon ck} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (6.15)$$

Первые эксперименты по генерации поверхностных и объемных акустических волн переменным электрическим полем были выполнены на фотоиндуцированной голографической решетке в фоторефрактивных кристаллах [219] и на индуцированной доменной структуре в германате свинца [220]. В работе [220] была получена генерация продольных акустических волн в сегнетоэлектрике германате свинца ($\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_4$), имевшем сформированную электрическим полем систему плоских доменных границ, в приложенном переменном электрическом поле (рис. 6.2).

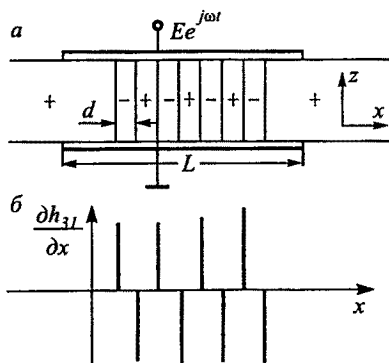


Рис. 6.2. Геометрия доменной структуры (а) и вид функции возбуждения (б)

Возбуждение акустических волн на частотах 5 и 10 МГц носило резонансный характер при соответствии данных частот периодам доменных структур 0,58 и 0,29 мм. Было обнаружено, что ПДС одинаково излучают акустические волны в обе стороны. Зависимость потерь на преобразование от количества доменов вполне соответствовала теоретическим расчетам (рис. 6.3) [220].

Таким образом, в этих экспериментах уже наблюдалось значительное увеличение по сравнению с монодоменными образцами коэффициента преобразования энергии электрического поля в акустическую энергию. Значительное расширение частотного диапазона генерации вплоть до 1000 МГц было достигнуто в работах [47, 49], что стало возможным после разработки способов формирования ПДС с размерами доменов в несколько микрометров. Позднее была осуществлена генерация акустических волн в ниобате лития при возбуждении переменным полем КПДС [124]. Экспериментально исследованные спектры генерационных частот вполне соответствовали теоретическим расчетам для периодических и квазипериодических доменных структур [221, 222] (рис. 6.4).

Генерация акустических колебаний в магнитных кристаллах (ферро- и антиферромагнетиках) под действием переменного магнитного поля теоретически рассма-

тривается. Значительное расширение частотного диапазона генерации вплоть до 1000 МГц было достигнуто в работах [47, 49], что стало возможным после разработки способов формирования ПДС с размерами доменов в несколько микрометров. Позднее была осуществлена генерация акустических волн в ниобате лития при возбуждении переменным полем КПДС [124]. Экспериментально исследованные спектры генерационных частот вполне соответствовали теоретическим расчетам для периодических и квазипериодических доменных структур [221, 222] (рис. 6.4).

Генерация акустических колебаний в магнитных кристаллах (ферро- и антиферромагнетиках) под действием переменного магнитного поля теоретически рассма-

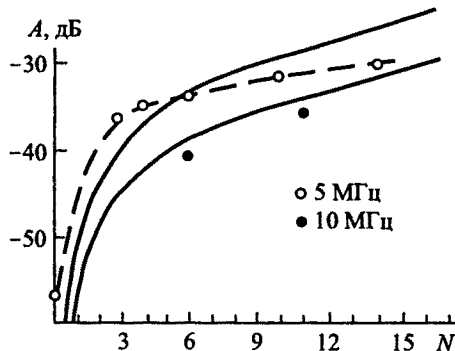


Рис. 6.3. Потери на однократное преобразование как функция числа доменов N : теоретические кривые (сплошные линии) и экспериментальные данные (точки)

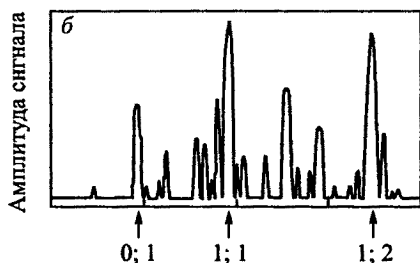
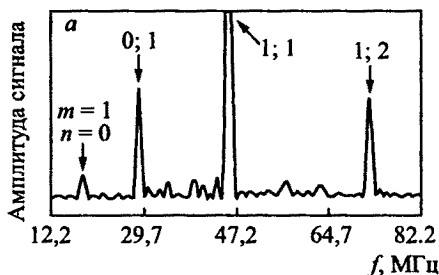


Рис. 6.4. Спектр ультразвуковых колебаний для КПДС: а — расчетный; б — экспериментальный [124]

тривалось неоднократно [191–193, 211, 212, 223]. При этом во всех случаях рассматривалась генерация акустических колебаний за счет упругих смещений доменных границ в переменном магнитном поле. Наиболее существенным обстоятельством было многократное (в сотни и тысячи раз) превышение длины волны магнитного поля по сравнению не только с толщиной доменных границ, но и с размерами образца. Поскольку при этом факте переменное магнитное поле в пределах образца является однородным с амплитудой

$$H_z(t) = H_z(0) e^{-i\omega t}, \quad (6.16)$$

если оно направлено вдоль оси легкого намагничивания z , то для эффективной генерации акустических мод необходимо наличие неоднородных деформаций либо по толщине доменной границы, либо в пределах самого образца. С учетом вышесказанного смещение границы под действием переменного магнитного поля вследствие эффекта магнитострикции имеет вид

$$\eta = \frac{2MH_z}{m} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - i\omega\Gamma} \right), \quad (6.17)$$

где ω_0 — собственная частота колебаний границы; Γ — коэффициент затухания в самой границе, учитывающий потери на возбуждение акустических колебаний.

Возможность генерации ультразвуковых колебаний переменным магнитным полем в ферромагнетиках впервые была экспериментально продемонстрирована Сиви [2] в образцах гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и борате железа (FeBO_3). Резонансные акустические колебания возникали на частотах $f = (c/\rho)^{1/2}/(2L)$, т. е. в образцах полуволновой толщины.

Впоследствии было обосновано и экспериментально подтверждено, что генерация акустических колебаний в магнетиках посредством пространственно однородного переменного магнитного поля возможна за счет высших гармоник индуцированной намагниченности [204]. Если колебания намагниченности M представить в виде ряда Фурье по волновым векторам k :

$$M(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M(k_n, t) \exp(ik_n z), \quad (6.18)$$

где $k_n = (2n + 1)\pi/L$, то каждая из компонент $M_n(t)$ может возбуждать акустическую волну $u(k_n, t)$ с соответствующим волновым вектором. Наибольшая амплитуда колебаний, так же как и в предыдущем случае, будет возникать при кратности длины акустической волны размеру образца или размеру домена.

6.2. Лазерная генерация акустических колебаний

С середины 1960-х годов начались исследования по генерации объемных [224, 225], а затем и поверхностных [226, 227] акустических волн с помощью импульсного или амплитудно-модулированного лазерного облучения. Оптоакустический (или фотоакустический) метод генерации [228] основан на периодической модуляции упругих свойств среды в результате периодического нагрева поверхности или объема. Интерес к таким исследованиям наблюдается и в настоящее время, поскольку бесконтактный способ генерации позволяет исследовать упругие свойства вещества при различных внешних воздействиях, определять степень совершенства кристаллической структуры, а также незаменим в акустической и оптической спектроскопии.

В связи с реализацией фоторефрактивных решеток и ПДС в сегнетоэлектриках с сильным пьезоэффектом появилась возможность генерации акустических волн под действием лазерного пучка на периодические структуры. Следует отметить принципиальное отличие этого способа, основанного на преобразовании импульсов фотоиндуцированного электрического поля в акустические колебания, от хорошо известных способов лазерной генерации ультразвука [228, 229]. В последних используется один из макроскопических механизмов генерации: тепловой, испарительный, пробойный или стрикционный.

Лазерная генерация акустических колебаний на периодической доменной структуре с использованием эффекта фотогенерации большого количества свободных носителей представляет собой новый способ, отличный от генерации колебаний на доменной структуре с использованием переменного электрического поля. Лазерную генерацию можно представить в виде двухэтапного процесса: на первом из них происходит фотовозбуждение большого количества свободных носителей, электрическое поле которых уменьшает величину поля поляризации в каждом из доменов. На втором этапе скачки электрического поля вследствие обратных знаков пьезоэлектрических коэффициентов в соседних доменах создают переменные деформации.

Значение скачкообразного изменения поля поляризации во время действия короткого лазерного импульса можно оценить, используя систему уравнений, описывающих эволюцию поля пространственного заряда.

Задавшись начальным условием — длительность лазерного импульса короче времени жизни фотоэлектронов в зоне проводимости, процессами рекомбинации свободных электронов во время τ_n можно пренебречь. Релаксация электронов будет

происходить за счет максвелловского процесса со временем τ_m , который будет преобладать над процессами диффузионно-дрейфовой перестройки электронной системы.

Следовательно, процесс изменения поля поляризации во время действия лазерного импульса можно описать следующим уравнением [230]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{t}{\tau_s^2} E = 0, \quad (6.19)$$

где $\tau_s = (e\mu g/\varepsilon)^{1/2}$ — эффективное время релаксации; $g(t, z)$ — скорость генерации фотоэлектронов.

Решение уравнения (6.19) дает следующее выражение для изменения поля поляризации:

$$\Delta E(t) = -E \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_s^2}\right). \quad (6.20)$$

Анализ этого выражения показывает, что изменение поля прямо пропорционально интенсивности оптического пучка, поскольку

$$g(t, z) = \frac{\alpha\Phi}{hf} I, \quad (6.21)$$

где α — коэффициент оптического поглощения, и при условии $\tau_n \gg \tau_s$ скачок поля может достигать значений поля насыщения в пределе до 10^5 В/см.

Амплитуду акустической деформации, создаваемой фотоиндуцированным скачком электрического поля, можно оценить путем решения уравнения движения для компоненты u_i упругого смещения:

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} - \frac{1}{V_i^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{2h_{ij} E_i}{c_i^D} \right) \sum_m (-1)^n \delta(x_i - x_n), \quad (6.22)$$

где x_m — позиция доменных границ; E_i — изменение поля внутри домена.

Используя результаты расчетов, приведенных в [220], для резонансной структуры решение уравнения (6.22) запишем в виде

$$u_i = \frac{hEV}{2\epsilon ck} e^{j(\omega t - kx)}, \quad (6.23)$$

где k — волновой вектор доменной структуры, имеющей n доменов.

Коэффициент однократного преобразования на доменной структуре имеет вид

$$A = \frac{1}{8} k^2 n^2 \frac{V}{\omega L}, \quad (6.24)$$

где $K^2 = e^2/(\epsilon c)$ — коэффициент электромеханической связи; L — ширина оптического облучения вдоль доменной структуры.

При $L = \lambda/[2(n-1)]$, т. е. при облучении всей доменной структуры

$$A = \frac{1}{8} k^2 n. \quad (6.25)$$

Поскольку запись и стирание фотоиндуцированной голографической решетки в пьезоэлектрике сопровождается значительным изменением градиентов электрического поля [77–81], то было высказано предположение, которое затем было подтверждено экспериментально, о генерации акустических волн в эти периоды [230–232]. В наиболее совершенной методике [232] импульсная генерация акустических волн осуществлялась при одновременном облучении кристалла германата висмута пространственно периодическим и непрерывным во времени лазерным пучком, формировавшим голографическую решетку, и пучком лазерных импульсов от другого источника. Временная периодичность генерируемых при этом процессе акустических импульсов определялась периодичностью лазерных импульсов, а длина акустической волны — периодом голографической решетки. Позднее с помощью оптического облучения были возбуждены и поверхностные акустические волны [233].

Подобный способ генерации акустических колебаний оказался полезным для исследования процессов фотогенерации и релаксации свободных носителей, но не мог быть использован как реальный способ генерации акустических волн. Более удобным с этой точки зрения является способ генерации, основанный на лазерном импульсном облучении ПДС.

Экспериментальное изучение лазерной генерации акустических волн было проведено на прямоугольной пластине x -среза монокристалла ниобата лития [203, 234]. Образец содержал порядка 10^{18} см^{-3} ионов железа с отношением концентраций ионов $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+} \sim 0,3$. Как было установлено ранее [78, 235], именно при таких условиях возникает максимальная концентрация фотовозбужденных электронов. В средней части пластины предварительно путем приложения периодически градиентного электрического поля была сформирована система из 50 сегнетоэлектрических доменов с шириной каждого порядка 50 мкм. Границы доменов были перпендикулярны оси поля-

ризации (рис. 6.5). На торцы пластины были нанесены металлические электроды, позволяющие осуществлять широкополосное детектирование акустических волн. Оптическое воздействие создавалось с помощью однородного пучка второй гармоники лазера на YAG:Nd^{3+} ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$), проецировавшегося на поверхность образца в виде полоски $10 \times 2 \text{ мм}^2$. Облучение осуществлялось последовательностью импульсов с плотностью мощности 10^4 Вт/см^2 , длительностью $1,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ и частотой следования $10\text{--}50 \text{ Гц}$. Для измерения скачков напряженности электрического поля внутри доменов в момент воздействия лазерных импульсов использовался электрооптический эффект. Измерение показателя преломления производилось с помощью малоомощного He-Ne лазера.

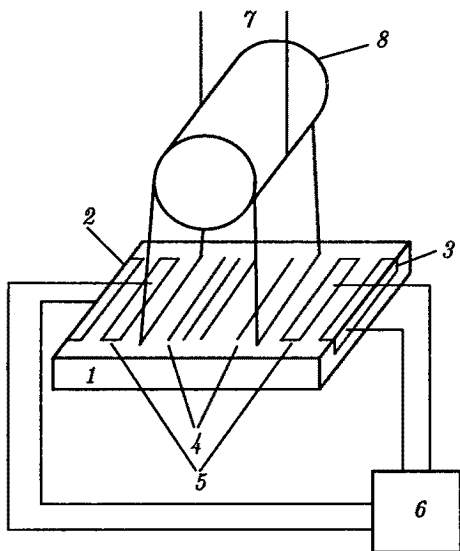


Рис. 6.5. Установка для исследования оптической генерации акустических волн на ПДС: 1 — образец; 2, 3 — торцевые преобразователи; 4 — структура доменов; 5 — емкостные датчики; 6 — осциллограф; 7 — лазерный пучок; 8 — цилиндрическая линза

При воздействии на область ПДС каждым лазерным импульсом на обоих акустических преобразователях детектировались радиоимпульсы, соотнесенные по времени прохождения

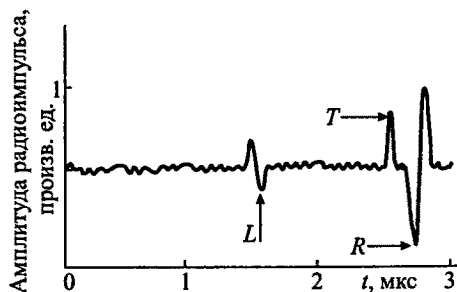


Рис. 6.6. Акустические сигналы, соответствующие продольной (L), поперечной (T) и поверхностной (R) волнам

на детекторы как сигналы поверхностной акустической волны, продольной и поперечной компонент приповерхностной акустической волны (рис. 6.6). Центры частотного спектра этих типов волн, представленного на рис. 6.7, соответствуют условию равенства длины акустической волны периоду доменной структуры. Амплитуда

относительных деформаций в акустической волне достигала значений порядка 10^{-4} .

Известно [228, 229], что генерация упругих колебаний под действием модулированного лазерного излучения наиболее эффективно возникает за счет периодического термоупругого процесса. Как показали эксперименты [236], термоупругая

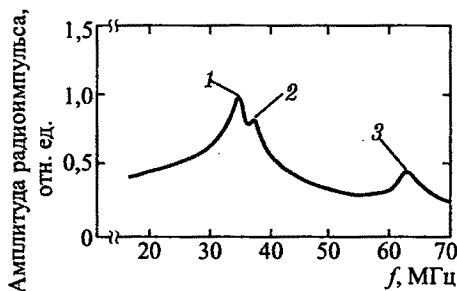


Рис. 6.7. Спектры лазерной генерации акустических волн на ПДС в ниобате лития: 1 — поверхностная акустическая волна; 2 — поперечная компонента приповерхностной акустической волны; 3 — вторая гармоника ПАВ

Возникающие при этом скачки электрических полей вследствие обратных знаков пьезоэлектрических коэффициентов в соседних доменах создают переменные деформации на границе доменов. После окончания воздействия лазерного импульса происходит релаксация индуцированного поля. При определенном соотношении между скважностью импульсов и временем релаксации к моменту подачи следующего импульса могут восстанавливаться значения полей поляризации внутри доменов.

Известно, что ниобат лития относится к группе кристаллов, обладающих сильным фотовольтаическим полем. Это поле возникает за счет пространственной перезарядки примесных ионов с переменной валентностью, например ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} . Напряженность этого поля может достигать, как уже упоминалось выше, значений 10^5 В/см. В нашем случае при однородном облучении происходит только фотогенерация большого количества свободных электронов.

Экспериментальным подтверждением предложенного механизма является наблюдавшийся процесс периодического изменения показателя преломления δn в интервалах подачи импульсов.

генерация в таких прозрачных материалах, как ниобат лития, эффективна только при нанесении на поверхность поглощающего слоя ($\alpha > 10^2 \text{ см}^{-1}$), а частотный диапазон генерируемых волн определяется длительностью лазерных импульсов.

Был предложен альтернативный механизм, заключающийся в фотогенерации большого количества электронов, экранирующих поля поляризации внутри сегнетоэлектрических до-

Значения δn , приведенные на рис. 6.8, соответствуют скачкам электрических полей порядка $4 \cdot 10^4$ В/см.

Следует подчеркнуть принципиальное отличие лазерного способа генерации акустических колебаний от способа генерации при приложении к ПДС переменного электрического поля, осуществленного также в ниобате лития [124]. В-первых, лазерный способ создает возможность повысить напряженность возбуждающих электрических полей на 1–2 порядка и тем самым увеличить эффективность акустооптических устройств обработки сигналов. Во-вторых, и это, по-видимому, самое главное, создается новая возможность исследования процессов и механизмов взаимодействия лазерного излучения с возбужденными носителями.

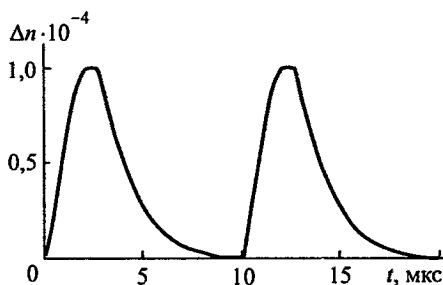


Рис. 6.8. Периодическое изменение показателя преломления при подаче оптических импульсов

Заключение

Следует ожидать, что рассмотренное в книге современное состояние исследований по физике доменных состояний и прикладным аспектам применения ПДС в ближайшие годы будет существенно дополнено новыми теоретическими и экспериментальными результатами. Поскольку сейчас основное внимание сфокусировано на использовании ПДС в устройствах нелинейной оптики, то дальнейшие достижения в этой области могут быть связаны как с уменьшением периода ПДС до 0,5–1 мкм, так и с созданием легко перестраиваемых ПДС с переменным шагом (квазипериодических структур). Для этих целей могут быть использованы остросфокусированные оптические пучки [237, 238], электронные пучки или точечные градиенты электрического поля [239]. Полученные в последнее время результаты по генерации третьей оптической гармоники с КПДС позволяют надеяться на успешное продвижение когерентных оптических пучков в ультрафиолетовый диапазон [240]. По-видимому, можно ожидать создания оптических мультиплексных и демультиплексных систем для ввода и вывода в оптический световод сигналов различных длин волн, поскольку первые образцы таких устройств на базе голографических решеток в ниобате лития уже разработаны [241]. Есть положительные примеры генерации высших акустических гармоник с помощью КПДС [221, 222]. Весьма перспективным представляется использование одной ПДС или КПДС для усиления акустооптического взаимодействия в модуляторах при одновременном выполнении условий фазового синхронизма для акустического и оптического пучков [242].

Возможно, что в ближайшее время будут разработаны способы управления параметрами недавно обнаруженных полосовых доменных структур с размерами порядка нанометров, образованных ориентированными зарядами в частично замещенном манганате лантана. Исследование магнитоупругих взаимодействий в материалах с большим магниторезистивным эффектом [243] указывает на возможность нелинейного преобразования и генерации не только оптических, но и акустических волн.

Следует ожидать появления генераторов высших гармоник и других преобразователей акустических волн на динамически индуцированной доменной структуре в магнетиках с большим магнитоупругим взаимодействием, например, в гематите или борате железа.

Однако разработка способов формирования новых ПДС является не только технической задачей. В ПДС микронных и особенно субмикронных размеров могут возникать новые физи-

ческие эффекты, например, связанные с туннельными переходами свободных зарядов через доменные границы и образованием мезоскопического состояния. Пока эти проблемы даже теоретически мало исследованы [244].

Помимо расширения вклада доменных структур в нелинейную оптику и акустику следует ожидать развития исследований по использованию доменов и ПДС для записи, хранения и обработки сигналов в оптической или акустической форме. В простейшем виде отдельные микродомены с противоположными направлениями поляризации могут рассматриваться как элементы двоичного кода. Всякая совокупность микродоменов в материале может представлять систему для записи информации в голографическом виде.

Для реального осуществления информационных систем на ПДС необходимо ответить на такие вопросы: каковы минимальные размеры устойчивого состояния микро- или нанодоменов? каким образом можно создавать локальную переполаризацию таких доменов? Ответы на эти вопросы могут содержаться только в исследованиях физики доменообразования. Пока такие исследования находятся в начальном состоянии. В первую очередь, необходимо более досконально исследовать роль пространственного перераспределения зарядов примесных ионов во внешнем или фотиндуцированном электрических полях, поскольку, как это предполагается в работах [96, 234, 245], именно этот процесс может играть существенную роль в образовании доменов в ниобате лития и титанате бария.

Как показали предварительные эксперименты, переключение поляризации доменов возможно осуществлять с помощью достаточно маломощных оптических пучков ($I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$) или акустических пучков в кристаллах с малым коэрцитивным полем, например, в титанате бария. Подобным образом в кристаллах с сильным пьезоэффектом пьезоэлектрическое поле может стимулировать возникновение дополнительного количества доменов, пространственная плотность которых будет пропорциональна интенсивности волны.

Возможность записи акустических сигналов на отдельных зернах магнитной или сегнетоэлектрической керамик уже продемонстрирована соответственно в работах [247] и [248]. Причем в обоих случаях считывание записанных сигналов можно осуществлять с помощью акустических или оптических устройств.

Таким образом, опираясь на уже полученные результаты, можно с уверенностью прогнозировать, что в ходе дальнейших исследований будут созданы среды и разработаны физические принципы для записи оптической и акустической информации в аналоговой, цифровой и голографической формах на доменных структурах.

Список литературы

1. *Armstrong Y., Bloembergen N., Persan P.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1918.
2. *Seavey M.H.* // Proc. IEEE. 1965. V. 53. P. 1387.
3. *Shechtman D., Blech J., Gratias D., Cahn J.W.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1951.
4. *Merlin R., Bajema K., Clarke R.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1768.
5. The Physics of Quasicrystals / Ed. *P.J. Steinhardt and S. Ostlund.* — Singapore: World Scientific, 1992.
6. *Janot C.* Quasicrystals: a Primer. — Oxford: Clarendon Press, 1992.
7. *Lee P.A., Ramakrishnan T.V.* // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57. P. 287.
8. *Gellermann W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 633.
9. *Baibich M.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2472.
10. *Морозов А.И., Сузов А.С.* // УФН. 1999. Т. 169. С. 922.
11. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. — Princeton: Princeton University Press, 1995.
12. *Pi-Gang Luan, Zhen Ye.* // Phys. Rev. E. 2001. V. 63, P. 66611.
13. *Косевич А.М., Мамалуй М.А.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. С. 897.
14. *Figotin A., Codin Yu., Vitebsky I.* // Phys. Rev. B. 1988. V. 77 P. 2841.
15. *Gulyaev Yu.V., Nikitov S.A., Tailhades Ph.* // Новые магнитные материалы микроэлектроники. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 2002. С. 157.
16. *Рытов С.М.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 605.
17. *Рытов С.М.* // Акуст. ж. 1956. Т. 2. С. 71.
18. *Брежневский Л.М.* Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973.
19. *John S.* // Phys. Today. 1991. V. 44. P. 32.
20. *Hui P.M., Johnson N.F.* // Solid State Physics. Ed. *H. Ehrenreich.* — N-Y: Academic, 1995. V. 49. P. 151.
21. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* // УФН. 2000. Т. 170. С. 697.
22. *Somekh S., Yarif A.* // Opt. Commun. 1972. V. 6. P. 301.
23. *Гуревич Г.Л., Сандлер М.С., Чертков Ю.С.* // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. С. 2609.
24. *Кессених Г.Г., Шувалов Л.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1984. Т. 48. С. 1168.
25. *Ярич А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. — М.: Мир, 1987.
26. *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. — М.: Мир, 1983.
27. *Фридкин В.М.* Фотосегнетоэлектрики. — М.: Наука, 1978.
28. *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. — М.: Мир, 1981.

29. Красильников В.В., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. — М.: Наука, 1984.
30. Miller R.C. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. P. 1313.
31. Aleksandrovskii A.L. // Laser Physics. 1996. V. 6. P. 1003.
32. Чиркин А.С. // Нелинейная оптика: Тр. 2-го Всесоюзн. симп. по нелинейной оптике / Под ред. Р.В. Хохлова и др. — Новосибирск: Наука, 1968. С. 202.
33. Freund I. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1404.
34. Peuzin T., Tasson M. // Phys. Status Solidi. 1976. V. 37. P. 119.
35. Антипов В.В. и др. // Материалы XII Всесоюзн. конф. по акусто-электронике и квантовой акустике, 1983, Саратов. Ч. 2. — Саратов: Изд-во Сарат. гос. ун-та, 1983. С. 210
36. Антипов В.В. и др. // Кристаллография. 1985. Т. 30. С. 734.
37. Feisst A., Koidl P. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 1125.
38. Feng D. et al. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 607.
39. Nacamura K., Ando H., Shimizu H. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 1413.
40. Наумова И.И. и др. // Тез. докл. VII Всесоюзн. конф. по росту кристаллов. Т. 3. — М.: Изд-во МГУ, 1988. С.265.
41. Huang L., Jaeger N. // Appl. Phys Lett. 1994. V. 65. P. 1763.
42. Shaohing L., Eastman J.A., Thompson J.L. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 2244.
43. Шур В.Я. и др. // ФТТ. 1999. Т. 41. С. 1831.
44. Блистанов А.А. и др. // Квант. электроника. 1986. Т. 13. С. 2536.
45. Wang W. et al. // J. Cryst. Growth. 1986. V. 79. P. 706.
46. Van der Poel C., Bierlein J., Brown J. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 2074.
47. Zhu Y. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1381.
48. Nacamura K., Shimizu H. // Ferroelectrics. 1989. V. 93. P. 211.
49. Zhu Y., Ming N. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 2278.
50. Roshchupkin D. V. et al. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 164.
51. Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В. // Акуст. ж. 1997. Т. 43. С. 545.
52. Вонсовский С. В., Туров Е. А., Гребенников В. И. и др. Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. С.В. Вонсовского и Е.А. Тунова. — М.: Наука, 1986.
53. Барьяхтар В.Г., Иванов В.А., Четкин М.Б. // УФН. 1985. Т. 146. С. 417.
54. Bush A.A., Kamentsev K.E., Meshcheryakov V.F. et al. // Book Abstracts of Moscow Intern. Symp. on Magnetism, 2002. — Moscow, 2002. P. 46.
55. Каган Ю.М., Кугель К.И. // УФН. 2001. Т. 171. С. 577.
56. Cheong S.W., Huang H.Y. Ferromagnetism vs. Charge // Orbital Ordering in Mixed-Valent Manganites. — London: Gordon and Breach, 1999.
57. Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г. // УФН. 1975. Т. 116. С. 231.
58. Туров Е.А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 655.

59. Кабыченков А.Ф., Шавров В.Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 433.
60. Ozhogin V.I., Preobrazhensky V.L. // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V. 100. P. 544.
61. Гуляев Ю.В., Дикштейн И.Е., Шавров В.Г. // УФН. 1997. Т. 167. С. 735.
62. Четкин М., Лыков В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 868.
63. Zhu Y., Ming N. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 3676.
64. Zhu S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2752.
65. Elliot R.J., Epshtein E.M., Gulyaev Yu.V. et al. // Book Abstracts of Moscow Intern. Symp. on Magnetism, 2002. — Moscow, 2002. P. 9.
66. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. — М.: Наука, 1982.
67. Merz W. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 690.
68. Kovalevich V., Shuvalov L., Volk T. // Phys. Status Solidi A. 1978. V. 45. P. 249.
69. Mizuuchi K., Yamamoto K. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 2943.
70. Chao S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 1066.
71. Wang H.E. et al. // Appl. Phys. A. 1997. V. 65. P. 437.
72. Zhu S. et al. // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 5481.
73. Webjorn J. et al. // Electron. Lett. 1994. V. 30. P. 884.
74. Евланова Н.Ф. и др. // Тез. докл. XV Всерос. конф. по физике сегнетоэлектриков. — Ростов-на Дону, 1999. С. 59.
75. Kugel V.D., Rosenman G. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 2398.
76. Gupta M., Kozlousky W., Nutt A.C.G. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 3210.
77. Ashkin A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. P. 72.
78. Günter P., Huignard J-P. Photorefractive Materials and Their Application. — Berlin: Springer-Verlag, 1988–1989.
79. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992.
80. Buse K. // Appl. Phys. B. 1997. V. 64. P. 273.
81. Kuchtarev N. V. et al. // Ferroelectrics. 1979. V. 22. P. 949.
82. Владимирцев Ю.В., Голеищев-Кутузов А.В., Голеищев-Кутузов В.А. // Изв. РАН. Сер. физич. Т. 57. С. 31.
83. Азмадуллин И.Ш., Голеищев-Кутузов В.А., Миронов С.П. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 1854.
84. Владимирцев Ю.В., Голеищев-Кутузов А.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 910.
85. Пятаков П.А. // Акуст. ж. 1981. Т. 27. С. 919.
86. Williams B.F., Burke W.J., Staebler D.L. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. P. 224.
87. Micheron F., Bismuth G. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. P. 79.
88. Cudney R.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 3399.
89. Qiao Y. et al. // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1004.
90. Cudney R.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 3883.
91. Bekker A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 3121.

92. *Cudney R.S., Garces-Chavez V., Negrete-Regagnon P.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 439.
93. *Lemeshko V., Obukhovskiy V.* // Ferroelectrics. 1995. V. 174. P. 249.
94. *Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В., Калимуллин Р.И.* // Изв. РАН. Сер. физич. 1998. Т. 62. С. 384.
95. *Matull R., Rupp R.* // J. Phys. D. 1988. V. 21. P. 1556.
96. *Mazur A., Schirmer O., Mendricks S.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 2395.
97. *Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1996. Т. 42. С. 840.
98. *Melcher R.* // Physical Acoustics. Ed. W. Mason. Vol. XII. — N-Y.: Academ. Press, 1976. P. 79.
99. *Стоунхем А.М.* Теория дефектов в твердых телах. — М.: Мир, VI, 1978.
100. *Engelman H., Dezsi I., Gonser U.* // Appl. Phys. A. 1989. V. 48. P. 211.
101. *Hafid L., Michel-Calandini F., Chermett H.* // Cryst. Latt. Def. and Amorph. Mat. 1987. V. 1-4. P. 97.
102. *Рез И.С., Поплаво Ю.М.* Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. — М.: Радио и связь, 1989.
103. *Каринский С.С.* Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. — М.: Наука, 1975.
104. *Гуляев Ю.В.* Акустоэлектронные устройства для систем связи и обработки информации // Проблемы современной радиотехники и электроники / Под ред. В.А. Котельникова. — М.: Наука, 1980.
105. *Alig R.* // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 3731.
106. *Berg N.J., Undelson B.J., Lee J.N.* // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. P. 555.
107. *Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В.* // ФТТ. 1980. Т. 22. С. 217.
108. *Абрамов И.А., Воронов В.В.* // ФТТ. 1979. Т. 21. С. 1234.
109. *Golenishchev-Kutuzov V.A., Glebova N.N., Migachev S.A.* // Ferroelectrics. 1985. V. 64. P. 209.
110. *Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1992. Т. 28. С. 398.
111. *Leavitt P.R.* // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 771.
112. *Чабан А.А.* // Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 837.
113. *Деев В.Н., Пятаков П.А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1809.
114. *Зеленская Т. Е., Шандаров С.М.* // ДАН СССР. 1986. Т. 289. С. 600.
115. *Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1988. Т. 34. С. 621.
116. *Грудзинская И.С., Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1993. Т. 39. С. 824.
117. *Есаян С.Х., Леманов В.В., Смоленский Г.А.* // ДАН СССР. 1974. Т. 217. С. 83.
118. *Белов В.В., Сердобольская О.Ю., Сучкова М.А.* // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 556.
119. *Аракелян В., Аветисян А.* // Тезисы докладов II Всесоюзн. конф. по акустике. — М.: АКИН, 1991. С. 109.
120. *Roshchupkin D.V., Brunel M.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 305.
121. *Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А.* // Акуст. ж. 1995. Т. 41. С. 359.

122. Быстров О.В., Голенищев-Кутузов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. С. 128.
123. Голенищев-Кутузов А.В., Калимуллин Р.И. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. С. 34.
124. Zhu Y., Ming N., Jiang W. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. P. 8536.
125. Dulea M., Severin M., Riklund R. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 3680.
126. Zhu Y., Ming N. // J. Phys. Condens. Matter. 1992. V. 4. P. 8073.
127. Chen Q., Stancil D. // Appl. Optics. 1994. V. 33. P. 7496.
128. Yarif A. // Quantum Electronics 3rd ed Wiley. 1975. N 4.
129. Голенищев-Кутузов А.В., Калимуллин Р.И. // ФТТ. 1998. Т. 40. С. 531.
130. Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. — М.: Наука, 1987.
131. Шамсутдинов М.А. и др. // ФММ. 1999. Т. 88. С. 33.
132. Ebels U., Adeyeye A.D., Gester M. et. al. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 4724.
133. Акимов М.Л., Поляков П.А., Усманов Н.Н. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 347.
134. Dagotto E. Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance. — Berlin: Springer, 2002.
135. Нагаев Э.Л. // УФН. 1996. Т. 166. С. 833.
136. Локтев В.М., Погорелов Ю.Г. // ФНТ. 2000. Т. 26. С. 231.
137. Wollan E.O., Kochler W.C. // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 545.
138. Goodenough Y.B. // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 564.
139. Tomioka Y., Asamitsu A., Kuwahara H. et. al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53, P. 1689.
140. Murakami Y., Kawada H., Kawata H. et. al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 1932.
141. Uchida M., Mori S., Chen C.H., Cheong S.W. // Nature. 1999. V. 399. P. 560.
142. Radaelli P.G., Cox D.E., Marezio et al. // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 3015.
143. Мухин А.А., Иванов В.Ю., Травкин В.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. С. 331.
144. Mori S., Chen C.H., Cheong S.W. // Nature. 1998. V. 392. P. 473.
145. Parkin S.S.R. // Annu. Rev. Mater. Sci. 1995. V. 25. P. 357.
146. Prinz G.A. // Science. 1998. V. 282. P. 1660.
147. Fu C., Huang Z., Yeh N. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 2245.
148. Izumi M., Odimoto Y., Manako T. et. al. // J. Phys. Soc. Japan. 2002. V. 71. P. 2621.
149. Tang H.X., Monzon F.G., Lifshitz R. et. al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 61. P. 4437.
150. Smidt G., Ferrand F.G., Filip L. et. al. // Phys. Rev. B. 2000, V. 62. P. 4790.
151. Elliot R.Y., Epstein E.M., Gulyaev Yu. V., Zilberman P.E. // Book of Abstracts Moscow International Symposium on Magnetism. — М.: 2002. P. 21A-07.

152. *Fiederling R., Keim M., Reuscher G. et al.* // Nature. 1999. V. 402. P. 787.
153. *Park J. et al.* // Nature. 2002. V. 417. P. 722.
154. *Liang W., Shores M.P., Bockrath M. et al.* // Nature. 2002. V. 417. P. 725.
155. *Srinivasan G., Rasmussen E.T., Gallegos J.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 14408.
156. *Srinivasan G., Rasmussen E.T., Levin B.J.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 13402.
157. *Астров Д.Н.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1035.
158. *Логгинов А.С., Николаев А.В., Николаева Е.П. и др.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. С. 571.
159. *Kabychenkov A., Shavrov V.* // Proc. World Congress on Ultrasonic. — Berlin, 1995. P. 371.
160. *Авакян А. и др.* // ФТТ. 1991. Т. 33. С. 1792.
161. *Bogdanova Kh., Golenishchev-Kutuzov V.* // Proc. Intern. Symp. on Acoustoelectronics. — Moscow, 1996. P. 48.
162. *Фарзтдинов М.М.* Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. — М.: Наука, 1981.
163. *Богданова Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Куркин М.И. и др.* // ФТТ. 1995. Т. 37. С. 2844.
164. *Kashyar R.* Fiber Bragg gratings. — London: Academic Press, 1999.
165. *Tsoy E.N.* De Sterke // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 2882.
166. *Александровский А. Л. и др.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 1351.
167. *Morimoto A. et al.* // Proc. Confer. on Laser and Electrooptics (CLEO-94). P. 21.
168. *Cheng J.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2700. P. 73.
169. *Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L.* // IEEE J. Quantum Electron. 1992. V. 28. P. 2631.
170. *Гречин С.Г., Дмитриев В.Г.* // Квант. электроника. 2001. Т. 31. С. 933.
171. *Smith D.S., Riccius H.D., Edwin R.P.* // Optic Comm. 1976. V. 17. P. 332.
172. *Webjorn J. et al.* // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. V. 33. P. 1673.
173. *Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Юрьев Ю.В.* // Квант. электроника. 1999. Т. 26. С. 155.
174. *Гречин С.Г., Дмитриев В.Г.* // Квант. электроника. 1999. Т. 26. С. 151.
175. *Zhu S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2752.
176. *Wang S. et al.* // Optic. Lett. 1998. V. 23. P. 1833.
177. *Ding Y. et al.* // IEEE J. Quantum electronics. 1998. V. 34. P. 966.
178. *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. — М.: Наука, 1988.
179. *Wierenga H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1462.
180. *Ахманов С.А., Хохлов Р.В.* // УФН. 1966. Т. 88. С. 439.
181. *Goldberg L. et al.* // Optic. Lett. 1995. V. 20. P. 1280.
182. *Myers L.E. et al.* // J. Opt. Soc. Am. 1995. V. 12. P. 2102.
183. *Pruneri V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2631.

184. *Liu Z.-W., Zhu S.-N., Zhu Y.-Y. et al.* // Chin. Phys. Lett. 2001. V. 18. P. 539.
185. *Batchko R. et al.* // Optic. Lett. 1998. V. 23. P. 168.
186. *Garashi A. et al.* // Optic. Lett. 1998. V. 23. P. 1739.
187. *Kartaloglu T. et al.* // Optic. Lett. 1998. V. 23. P. 61.
188. *Myers L.E., Bosenberg W.P.* // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. V. 33. P. 1663.
189. *Shuvalov A.L., Gorkunova A.S.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 9070.
190. *Зарембо Л.К., Морозова Г.П., Сердобольская О.Ю.* // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 3213.
191. *Митин А.В., Тарасов В.А.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 793.
192. *Туров Е.А., Луговой А.А.* // ФММ. 1980. Т. 50. С. 717.
193. *Туров Е.А., Луговой А.А.* // ФММ. 1980. Т. 50. С. 903.
194. *Quates D., Gottschalk P.* // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 1125.
195. *Ушаков Н.М., Колосов В.В.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 40.
196. *Ландау Л.Д., Lifshits E.M.* Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматгиз, 1959.
197. *Шувалов Л.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1979. Т. 43. С. 1554.
198. *Alshits V.I., Antipov V.V., Chizhikov S.I. et al.* // Ferroelectrics. 1989. V. 96. P. 91.
199. *Roshchupkin D.V., Tkachev S.V., Ticoulou R. et al.* // Ferroelectrics Lett. 1995. V. 19. P. 139.
200. *Alshits V.I., Shuvalov A.L.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P. 2659.
201. *Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П.* Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991.
202. *Yiang W., Du G.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 2934.
203. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* // Акуст. ж. 2000. Т. 46. С. 185.
204. *Богданова Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Куркин М.И.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 163.
205. *Darling T.W. et al.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 5093.
206. *Богданова Х.Г., Булатов А.Р., Голенищев-Кутузов В.А. и др.* // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 1512.
207. *Богданова Х.Г. и др.* // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 284.
208. *Демин Р.В., Королева Л.И., Шимчак Р. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. С. 402.
209. *Yanase A., Kasuga T.* // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 25. P. 1025.
210. *Kagan M., Kugel K., Khomskii D.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 470.
211. *Туров Е.А., Луговой А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 308.
212. *Сирота Д.И., Колмакова Н.П.* // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1552.
213. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. — М.: Наука, 1966.
214. *Руденко О.В., Солуян С.Н.* Теоретические основы нелинейной акустики. — М.: Наука, 1975.
215. *Лямов В.Е.* Поляризационные эффекты и анизотропные взаимодействия акустических волн в кристаллах. — М.: МГУ, 1983.

216. *Солодов И.Ю.* // Вестник Московск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 1994. Т. 35. С. 13.
217. *Морозова Г.П., Сердобольская О.Ю.* // Вестник Московск. ун-та. Серия 3. Физика, астрономия. 1994. Т. 35. С. 53.
218. *Batanova N., Golenishchev-Kutuzov A., Golenishchev-Kutuzov V., Kalimullin R.* // Book of Abstracts 7th Symposium on Ferroelectricity, St-Petersburg, 2002. St-Petersburg, 2002. P. 208.
219. *Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 398.
220. *Белов В.В., Сердобольская О.Ю.* // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2624.
221. *Cheng S.* // Ferroelectrics. 1996. V. 173. P. 133.
222. *Chen Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 592.
223. *Bogdanova Kh. et al.* // Proc. World Congress on Ultrasonic. — Berlin, 1995. P. 363.
224. *White R.M.* // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 3559.
225. *Бунжин Ф.В., Комиссаров В.М.* // Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 305.
226. *Lee R.E., White R.M.* // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 12.
227. *Ledbetter N.M., Moulder* // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 65. P. 605.
228. *Лямшев Л.М.* // УФН. 1981. Т. 135. С. 637.
229. *Карабутов А.А.* // УФН. 1985. Т. 147. С. 605.
230. *Дмитриев В.Н., Кудрявцев В.Н., Пятаков П.А.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 502.
231. *Зеленская Т.Е., Шандаров С.М.* // ДАН СССР. 1986. Т. 289. С. 600.
232. *Пятаков П.А.* // Акуст. ж. 1988. Т. 34. С. 621.
233. *Петров М.П. и др.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 11.
234. *Golenishchev-Kutuzov A.V. et al.* // Proc. SPIE. 1997. V. 3239. P. 312.
235. *Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Мигачев С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 31.
236. *Голенищев-Кутузов А.В., Мигачев С.А., Яфаев Н.Р.* // Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 671.
237. *Golenishchev-Kutuzov V.A., Migachev S.A., Rez J.S.* // Crystal Research Techn. 1986. V. 21. P. 422.
238. *Chen K.* // Appl. Phys. A. 1997. V. 65. P. 517.
239. *Фрегатов С.О., Шерман А.В.* // ФТТ. 1999. Т. 41. С. 510.
240. *Liu X. et al.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 12782.
241. *Breer S., Buse K.* // Appl. Phys. B. 1998. V. 66. P. 339.
242. *Chen C.H., Cheong S.W., Hwang N.Y.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 4326.
243. *Szymczak H.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 5411.
244. *Sa de Melo C.A.R.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 5829.
245. *Breer S., Buse K., Rickermann F.* // Optic. Lett. 1998. V. 23. P. 73.
246. *Grubsky V., MacCormac S., Feinberg J.* // Optic. Lett. 1996. V. 21. P. 6.
247. *Бондаренко В. С. и др.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 123.
248. *Чабан А. А. и др.* // Акуст. ж. 1991. Т. 37. С. 1044.