

СОДЕРЖАНИЕ

МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА. ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Крутов В.В., Сигов А.С., Щука А.А.

Технология создания сегнетоэлектрических фотонных и фононных кристаллов 3

Буряков А.М.

Генерация второй оптической гармоники в центросимметричном антиферромагнетике LaFeO_3 22

Юрасов А.Н.

Особенности магниторефрактивного эффекта в наноструктурах 32

Ячменев А.Э., Рыжий В.И., Мальцев П.П.

Повышение быстродействия прибора РНЕМТ на основе GaAs с помощью профилированного дельта-легирования оловом 40

ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ. ИНФОРМАТИКА. ПРОБЛЕМЫ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Магомедов Ш.Г.

Оценка степени влияния сопутствующих факторов на показатели информационной безопасности 47

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИИ

Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н.,

Киселев Д.О., Сандуляк Д.А.

Подход к координации малообъемного образца при реализации пондеромоторного метода определения его магнитной восприимчивости 57

ЭКОНОМИКА НАУКОЕМКИХ И ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ И ПРОИЗВОДСТВ

Лабзунов П.П.

Методология управления затратами промышленного предприятия в современном обществе 70

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Сигов А.С. Главный редактор журнала, Президент Московского технологического университета, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, e-mail: sigov@mirea.ru

Кудж С.А. Ректор Московского технологического университета, д.т.н., профессор, e-mail: rector@mirea.ru

Большаков А.К. Директор Института инновационных технологий и государственного управления Московского технологического университета, к.э.н., доцент, e-mail: bolshakov@mirea.ru

Буслаева Т.М. Профессор, д.х.н., Московский технологический университет (МИТХТ), e-mail: buslaeva@mirea.ru

Герасин А.Н. Директор Института управления и стратегического развития организаций Московского технологического университета (МГУПИ), д.э.н., профессор, e-mail: gerasin_an@mgupi.ru

Есипова О.В. Ответственный секретарь, к.х.н., доцент, Московский технологический университет (МИТХТ), e-mail: esipova@mirea.ru

Жуков Д.О. Заведующий кафедрой интеллектуальных технологий и систем Московского технологического университета (МИРЭА), д.т.н., профессор, e-mail: zhukov_do@mirea.ru

Карнаков В.В. Директор Института комплексной безопасности и специального приборостроения Московского технологического университета (МГУПИ), к.т.н., e-mail: karnakov_vv@mgupi.ru

Кимель А.В. К.ф.-м.н., Университет г. Наймеген (Нидерланды), e-mail: a.kimel@science.ru.nl

Кондратенко В.С. Директор Физико-технологического института Московского технологического университета (МГУПИ), д.т.н., профессор, e-mail: kondratenko_vs@mgupi.ru

Кузнецов В.В. Советник ректората Московского технологического университета, к.т.н., доцент, e-mail: kuznetsov@mirea.ru

Куликов Г.В. Директор Института радиотехнических и телекоммуникационных систем Московского технологического университета (МИРЭА), д.т.н., профессор, e-mail: kulikov@mirea.ru

Перно Филипп. Проректор по научной работе Высшей инженерной школы, профессор, г. Лилль, Франция

Романов М.П. Директор Института кибернетики Московского технологического университета (МИРЭА), д.т.н., профессор, e-mail: m_romanov@mirea.ru

Савиных В.П. Президент МИИГАиК, член-корреспондент РАН, д.т.н., профессор, e-mail: president@miigaik.ru

Скотт Джеймс. Профессор, член Лондонского Королевского общества, Университет г. Кембридж, Великобритания, e-mail: jamescott@acm.org

Цветков В.Я. Советник ректората Московского технологического университета, д.т.н., профессор, e-mail: cvj2@mail.ru

РЕДАКЦИЯ

Сигов А.С. Главный редактор журнала, д.ф.-м.н., профессор, e-mail: sigov@mirea.ru

Буслаева Т.М. Профессор, д.х.н., e-mail: buslaeva@mirea.ru

Есипова О.В. Ответственный секретарь, к.х.н., доцент, e-mail: esipova@mirea.ru

Семерня Л.Г. Технический редактор, e-mail: semernya@mirea.ru

Середина Г.Д. Зав. редакцией, к.т.н., e-mail: seredina@mirea.ru

Цветков В.Я. Профессор, д.т.н., e-mail: cvj2@mail.ru

Адрес редакции:

Россия, 119571, Москва, пр. Вернадского, д. 86, оф. Л-119

Тел.: +7 (495) 246-05-55 (#2-88); e-mail: seredina@mirea.ru

УДК 621.3.049.77

ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ И ФОНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

В.В. Крутов[@], к.т.н., доцент

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

А.А. Щука, д.т.н., профессор

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, 119454 Россия

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

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

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

TECHNIQUES FOR FORMATION OF FERROELECTRIC PHOTONIC AND PHONONIC CRYSTALS

V.V. Krutov[@],

A.S. Sigov,

A.A. Shchuka

Moscow Technological University (MIREA), Moscow, 119454 Russia

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

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

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

Введение

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

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

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

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

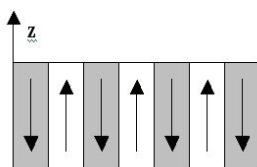


Рис. 1. РДС типа «голова к хвосту».

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

Технологии с большой продолжительностью технологического цикла

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

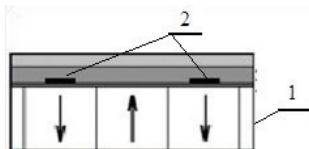


Рис. 2. Локальное переключение поляризации неоднородным полем с использованием структурированных электродов:

1 – сегнетоэлектрик; 2 – стрипы структурированного электрода,

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

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

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

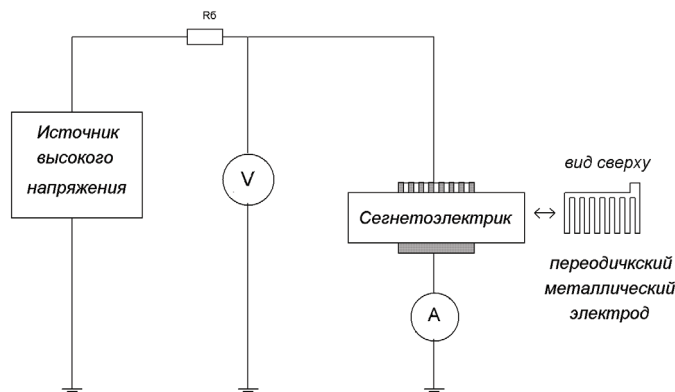


Рис. 3. Схема переключения доменов путем подачи напряжения на структурированный электрод.

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

где q – прошедший заряд;

τ_u – длительность импульса тока переполяризации i ;

P_s – значение спонтанной поляризации;

S – площадь электрода.

Например, для LiTaO_3 плотность прошедшего заряда $q_y \approx 1 \text{ мкКл/мм}^2$.

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

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

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

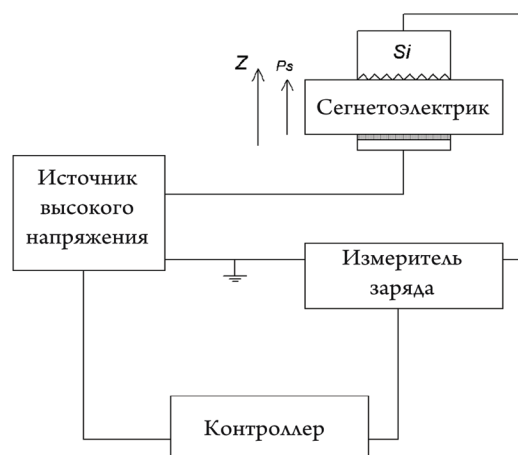


Рис. 4. Схема формирования РДС с помощью прижимного структурированного электрода из кремния.

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

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

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

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

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

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

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

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

Индустриально-ориентированные технологии с малой продолжительностью технологического цикла

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

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

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

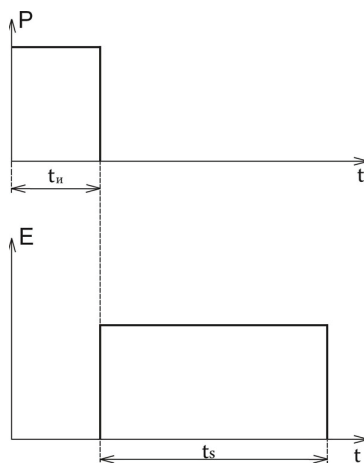


Рис. 5. Импульсы плотности мощности волнового воздействия P и инвертирующего однородного электрического поля E .

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

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

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

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

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

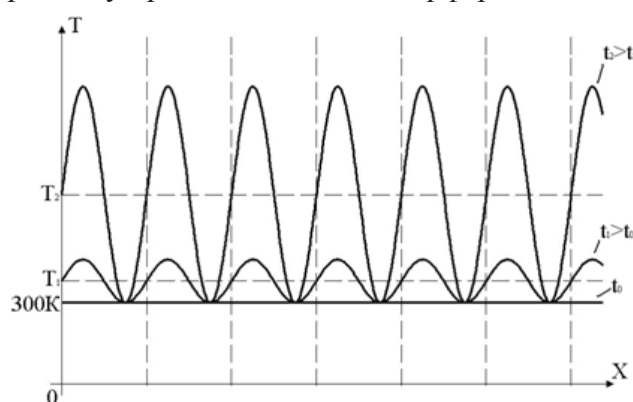


Рис. 6. Динамика температуры при адиабатическом нагреве пучностей.

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

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

Полученный характер температурной зависимости коэрцитивного поля наблюдали в ряде важнейших сегнетоэлектрических кристаллов: танталате лития LiTaO_3 , ниобате лития LiNbO_3 , ниобате лития с примесью магния Mg:LiNbO_3 , ниобате бария-стронция $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, цирконате-титанате свинца, титанил-фосфате калия KTiOPO_4 с высоким содержанием калия.

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

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

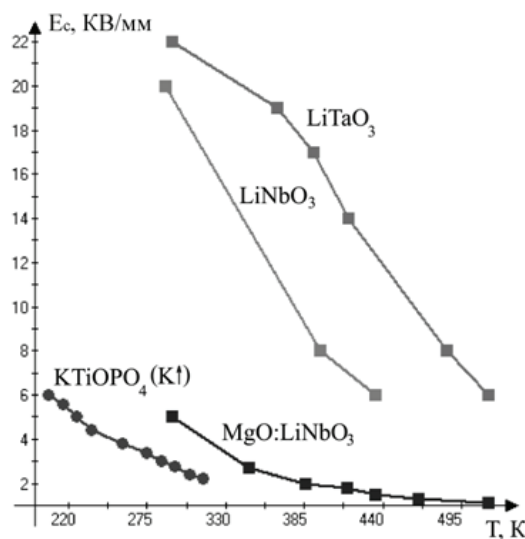


Рис. 7. Температурные зависимости коэрцитивного поля сегнетоэлектриков.

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

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

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

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

Основные операции (этапы) БИГ-технологии:

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

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

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

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

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

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

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

Данное выражение для плотности мощности интерференционного импульса не зависит от физической природы волн и применимо и для оптических, и для упругих волн. Из неравенств (2) и (3), полученных для адиабатического нагрева в пучностях, следует, что для формирования РДС с малым периодом d требуются короткие и мощные интерференционные импульсы. Например, для образования температурной решетки с перепадом температур $\Delta T = 5$ К с периодом $d = 7$ мкм в кристалле LiNbO₃ потребуется интерференционный импульс длительностью $t_p \ll 30$ мкс плотностью мощности $P_v \gg 460$ Вт/мм³.

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

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

где α – коэффициент поглощения в скин-слое.

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

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

где λ – длина волны;

β – угол падения;

φ – угол между плоскостями падения лучей.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

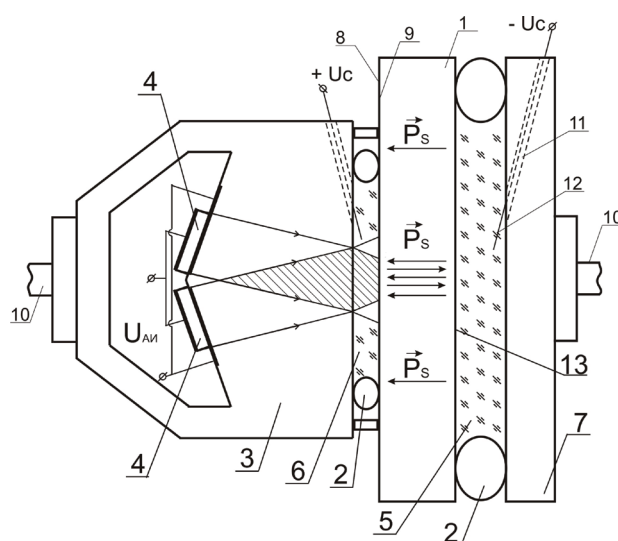


Рис. 8. Рабочий участок технологической установки для создания РДС (обозначения см. в тексте).

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

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

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

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

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

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

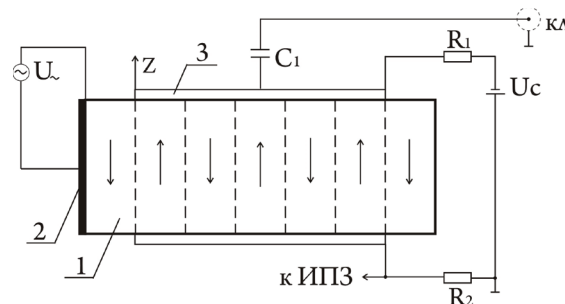


Рис. 9. Электрическая схема переключения поляризации однородным электрическим полем в условиях воздействия поля СВЧ:

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

$U_{\sim}$ – генератор радиоимпульса с частотой ультразвука, КЛ – коаксиальный кабель (от генератора СВЧ удвоенной частоты), ИПЗ – измеритель прошедшего заряда.

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

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

$$\alpha \approx 8/d. \quad (7)$$

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

$$f \approx \sqrt{8/dA}. \quad (8)$$

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

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

где v_s – скорость упругих волн в звукопроводе акустического блока.

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

$$p \approx a \sqrt{1 - A v_s^2 / (32d)}, \quad (10)$$

где a – длина РДС.

Длина L звукопровода акустического блока определяется по формуле:

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

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

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

где χ – коэффициент температуропроводности сегнетоэлектрика.

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

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

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

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

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

z – толщина зародышеобразующего слоя сегнетоэлектрика;

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

ΔT – приращение температуры в температурной решетке;

S – площадь РДС, равная $S = ab$.

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

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

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

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

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

L – длина звукопровода.

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

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

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

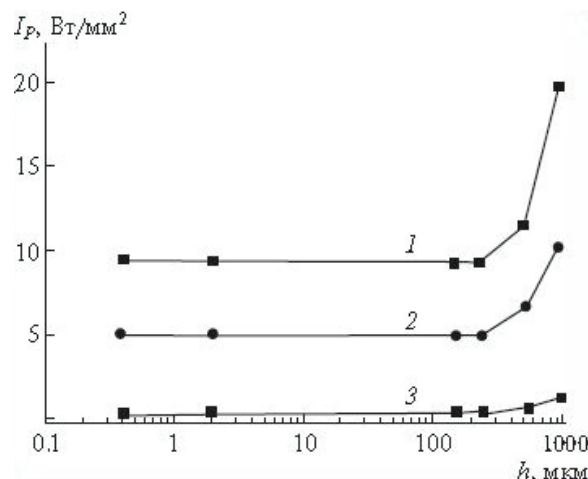


Рис. 10. Зависимость интенсивности интерференционного импульса от толщины образца ЦТС для трех значений периода $d = 0.8$ (1), 1.2 (2) и 5 (3) μm .

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

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

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

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

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

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

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

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

Заключение

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

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

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

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

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

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

Литература:

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

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

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

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

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

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

29. Fujimura M., Sohmura T., Suhara T. Fabrication of domain-inverted gratings in $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ by applying voltage under ultraviolet irradiation through photomask at room temperature // *Electron. Lett.* 2003. V. 39. P. 719–721.

30. Kintaka K., Fujimura M., Suhara T., Nishihara H. Fabrication of ferroelectric-domain-inverted gratings in LiNbO_3 by applying voltage using etched-Si stamper electrode // *Electron. Lett.* 1998. V. 34. № 9. P. 880–882.

31. Ito H., Takyu C., Inaba H. Fabrication of periodic domain grating in LiNbO_3 by electron beam writing for application of nonlinear optical processes // *Electron. Lett.* 1991. V. 27. P. 1211–1213.

32. Коханчик Л.С., Иржак Д.В. Формирование РДС и особенности переключения спонтанной поляризации в кристаллах LiTaO_3 при дискретном облучении электронами // *ФТТ*. 2010. Т. 52. № 2. С. 285–289.

33. Dierolf V., Sandmann C. Direct-write method for domain inversion patterns in LiNbO_3 // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. № 20. P. 3987–3990.

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

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

36. Антипов В.В., Блистанов А.А., Сорокин Н.Г., Чижиков С.И. Формирование регулярной доменной структуры в сегнетоэлектриках LiNbO_3 и LiTaO_3 вблизи фазового перехода // *Кристаллография*. 1985. Т. 30. № 4. С. 734–739.

37. Коханчик Л.С., Бородин М.В., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Щербина В.В., Волк Т.Р. Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LiNbO_3 и планарных волноводах $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ Y-ориентации // *ФТТ*. 2010. Т. 52. № 8. С. 1602–1609.

38. Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю., Наумова И.И., Фирсов В.В. Квазисинхронное самоудвоение частоты в лазере на $\text{Nd}:\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ с регулярной доменной структурой // *Квантовая электроника*. 1999. Т. 29. № 2. С. 95–101.

39. Евланова Н.Ф., Наумова И.И. Периодические доменные структуры в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$, выращенных методом Чохральского // *ФТТ*. 2000. Т. 42. № 9. С. 1678–1681.

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

УДК 535.135

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ LaFeO_3

А.М. Буряков, стажер-исследователь

Московский технологический университет, Москва, 119454 Россия

@Автор для переписки, e-mail: bello16@mail.ru

В работе представлены экспериментальные и теоретические нелинейно-оптические исследования тонкой пленки центросимметричного антиферромагнетика LaFeO_3 , в котором электродипольная генерация второй оптической гармоники запрещена. Спектроскопические исследования показали наличие резонансной частоты в спектре генерации второй оптической гармоники (ГВГ) при энергии фотона накачки $2\hbar\omega \approx 2.85$ эВ. В результате сравнения спектра ГВГ со спектром поглощения на частоте 2ω выявлены особенности, связываемые с наличием в образце электронного перехода, приводящего к резонансной спектральной зависимости. Предложены модели для описания поляризационных зависимостей для двух длин волн лазерного излучения (нерезонансной 800 нм и резонансной 860 нм), а также для расчета компонент тензора нелинейной восприимчивости. Показано наличие магнитоиндуцированной ГВГ, проявляющейся при максимальном подавлении кристаллографического (электродипольного или электроквадрупольного) вклада путем выбора оптимальных поляризационных соотношений для волн накачки и второй гармоники.

Ключевые слова: тонкие пленки, антиферромагнетик, генерация второй оптической гармоники, ортоферрит лантана, магнито-оптические эффекты, намагниченность, поляризация, переключение.

SECOND HARMONIC GENERATION IN THE CENTROSYMMETRIC ANTIFERROMAGNET LaFeO_3

A.M. Buryakov

Moscow Technological University, Moscow, 119454 Russia

@Corresponding author e-mail: bello16@mail.ru

The paper presents the results of experimental and theoretical studies of nonlinear optical properties of LaFeO_3 thin film, which is antiferromagnetic and centrosymmetric, the latter provides prohibition of second harmonic generation in electric-dipole approximation. Spectroscopic studies have shown the presence of the resonant frequency in the spectrum of optical second harmonic generation (SHG) at the pump photon energy $2\hbar\omega \approx 2.85$ eV. Comparison of SHG and absorption spectra at the second harmonic wavelength, the new characteristics have been identified, related to the presence of the electronic transition which

results in the resonance spectral dependence. The models were suggested for the description of the polarization dependency for the two pump laser wavelengths (non-resonant 800 nm and resonant 860 nm), as well as for the calculation of the nonlinear susceptibility tensor components. The magnetically induced SHG was observed for the conditions of maximal suppression of crystallographic (electric dipole- or electric quadruple) contribution obtained by choice of appropriate polarization rules for the pump and second harmonic waves.

Keywords: thin films, antiferromagnetic, second harmonic generation, orthoferrite lanthanum, nonlinear optics, magneto-optical effects, magnetization, polarization switching.

Генерация второй оптической гармоники (ГВГ) в магнитоупорядоченных веществах является сегодня предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1–4]. Хорошо известно, что методика ГВГ обладает высокой чувствительностью к кристаллографической и магнитной симметрии, а также к электронной структуре, в том числе, магнитных ионов. В связи с этим ГВГ в магнитном поле или, иными словами, магнитоиндуцированная ГВГ (МГВГ) является эффективным методом изучения этих свойств. Большинство работ по МГВГ посвящено исследованию нецентросимметричных магнитных материалов, в которых основным вкладом в ГВГ является кристаллографический электродипольный (ЭД) вклад [5, 6]. Однако, как показано ранее в работе [7], в спектральных областях электронных переходов магнитных ионов магнитодипольный (МД) вклад в интенсивность ГВГ может быть существенным вследствие резонансного усиления. Это наиболее заметно в центросимметричных материалах на фоне невысокого кристаллографического вклада электроквадрупольной природы.

Методика ГВГ весьма эффективна для исследования гетероструктур, в которых за счет эпитаксиальных напряжений происходит изменение симметрии и функциональных свойств [8]. Такие структуры, созданные методом «инженерии напряжений», являются перспективной основой для новых магнитоэлектронных устройств [9]. Среди возможных практических приложений гетероструктур можно отметить устройства, сочетающие в одной схеме полупроводниковые элементы считывания с энергонезависимой магнитной памятью NVRAM (англ. Non Volatile Random Access Memory) [10] или магнитосенсорными ячейками.

В настоящей статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований нелинейно-оптических свойств тонкой пленки центросимметричного антиферромагнетика LaFeO_3 , в которой электродипольная генерация второй оптической гармоники запрещена.

Экспериментальная часть

В работе исследовали пленку LaFeO_3 с кристаллографической ориентацией (001) толщиной 160 нм, осажденную методом лазерной абляции на подложку DyScO_3 . Тонкая пленка LaFeO_3 обладает структурой перовскита типа ABO_3 . Такая структура относится к центросимметричной ромбической группе симметрии mmm [11]. В LaFeO_3 спины ионов La^{3+} упорядочены антиферромагнитно [11].

На рис. 1 показана спектр ГВГ (а) и спектр линейного поглощения (б) пленки LaFeO_3 при температуре 293 К. Несмотря на то, что кристаллографическая симметрия структуры не подразумевает сильного сигнала ГВГ, в спектре наблюдается резонансное усиление ВГ

при значении энергии фотона $2\hbar\omega \approx 2.85$ эВ. Для соответствующей этому значению энергии фотона накачки ($\hbar\omega = 1.42$ эВ) в спектре поглощения также наблюдается особая область, отмеченная пунктирной линией на рис. 1б. Согласно [12], такое поведение обусловлено наличием в исследуемой структуре электронного перехода с энергией $\hbar\omega$.

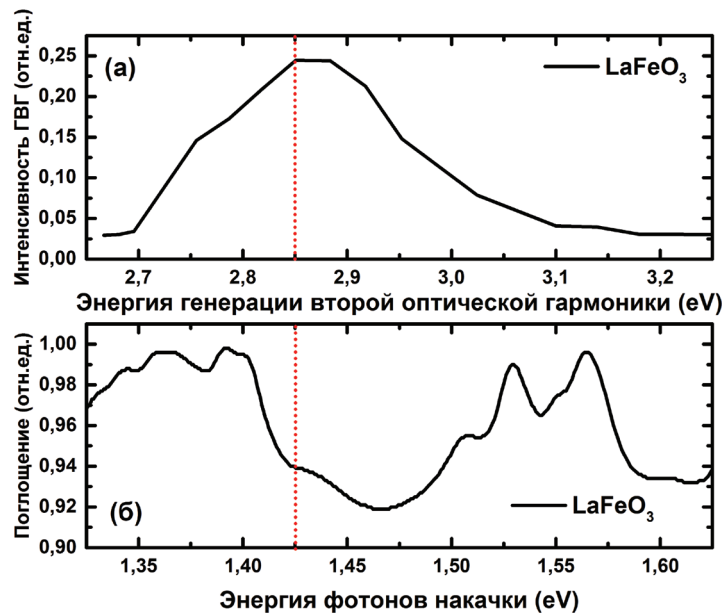


Рис. 1. Спектр ГВГ (а) и линейного (б) оптического поглощения в пленке LaFeO_3 .

Зависимости МГВГ в плоскости пленки LaFeO_3 наблюдались лишь в резонансном случае ($2\hbar\omega \approx 2.85$ эВ). Зависимость интенсивности ГВГ от приложенного магнитного поля в диапазоне $(-0.8; +0.8)$ Тл приведена на рис. 2. Стоит отметить, что зависимость от магнитного поля проявилась лишь в поляризационной геометрии SS (рис. 2а). Этот эффект, как описано выше, связан с магнито-дипольным вкладом, проявляющимся в резонансном случае. В остальных геометриях поляризации также наблюдали высокий сигнал интенсивности ГВГ, хотя зависимость от магнитного поля не проявилась (рис. 2б–г), вероятнее всего, из-за дополнительного кристаллографического вклада, возникающего за счет эпитаксиальных напряжений тонкой пленки LaFeO_3 .

Для спектральных исследований использовали излучение перестраиваемого в диапазоне 750–950 нм ($\hbar\omega \sim 1.3$ – 1.65 эВ) фемтосекундного лазера на кристалле сапфира, допированного ионами титана (Mai-Tai, Spectra Physics) с длительностью импульса 100 фс и частотой повторения импульсов 82 МГц. Плотность пиковой мощности составляла 2.1×10^7 Вт/см² при угле падения 45 градусов. Лазерное излучение, отраженное от образца, и излучение второй гармоники (ВГ), сгенерированное образцом, собиралось линзой, после чего излучение основной частоты отрезалось набором фильтров BG 39. Далее излучение ВГ детектировали фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Поворот плоскости поляризации падающего лазерного излучения на основной частоте ω осуществлялся при помощи полуволновой пластинки, изменение поляризации ВГ проводили при помощи призмы Глана. Излучение ВГ после образца регистрировали в Р- или S-геометрии (электрическое поле волны ориентировано в плоскости или перпендикулярно плоскости па-

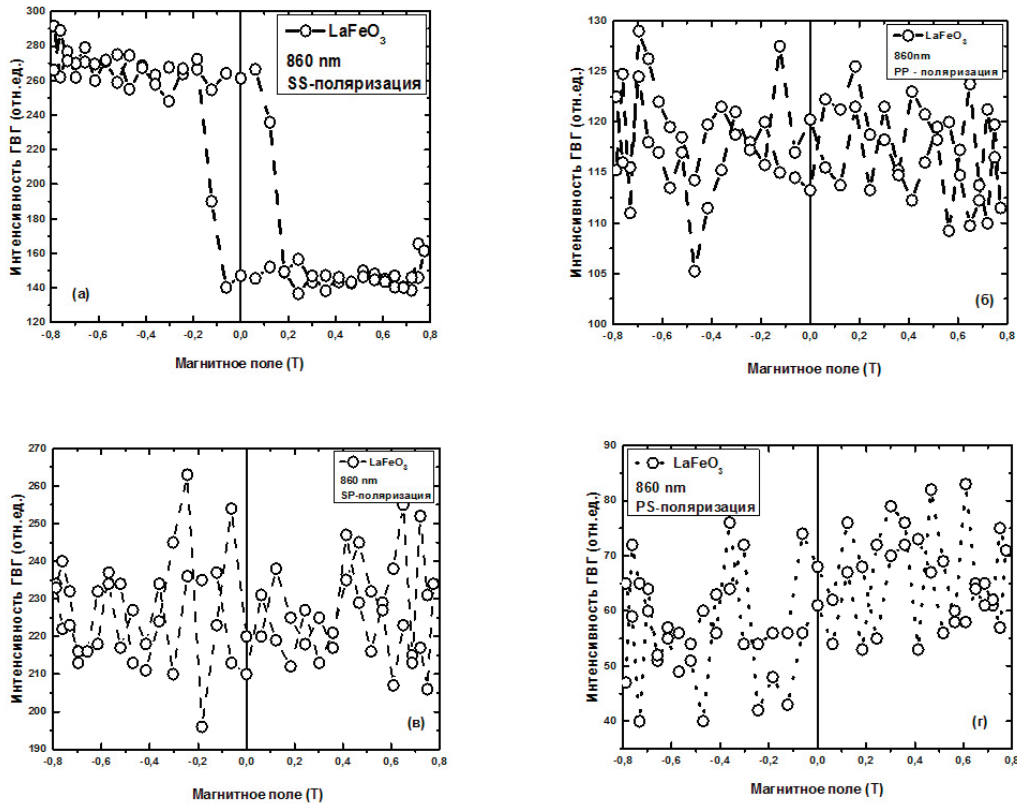


Рис. 2. Магнитоиндуцированная ГВГ в пленке LaFeO_3 .

Приведены данные для четырех типов поляризационных комбинаций: SS (а), PP (б), SP (в), PS (г).

дения, соответственно). Диапазон изменения магнитного поля в планарной геометрии составлял ± 0.8 Тл.

Результаты и их обсуждение

Электромагнитные волны, проходя сквозь среду, возбуждают электрическую поляризацию $\mathbf{P}$, намагиченность $\mathbf{M}$ и электрический квадрупольный момент $\mathbf{Q}$. В общем случае вклады в ГВГ могут быть записать в матричной форме [12]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{M} \\ \mathbf{Q} \end{pmatrix}^{2\omega} \propto \begin{pmatrix} \hat{\chi}^{eee} & \hat{\chi}^{eem} & \hat{\chi}^{emm} \\ \hat{\chi}^{mee} & \hat{\chi}^{met} & \hat{\chi}^{mmm} \\ \hat{\chi}^{qee} & \hat{\chi}^{qem} & \hat{\chi}^{qmm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \\ \mathbf{N} \end{pmatrix}^{\omega} \quad (1)$$

где E и H – напряженности электрического и магнитного полей падающей волны на основной частоте.

Для нахождения интенсивности ГВГ необходимо решить волновое уравнение вида:

$$\left(\Delta - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E} = \mathbf{S} \quad (2)$$

где $\mathbf{S} = \mathbf{S}_p + \mathbf{S}_m + \mathbf{S}_q$ - источник нелинейной электромагнитной волны.

Электродипольный член ($\sim P$) является основным вкладом в интенсивность ГВГ, но разрешен лишь в нецентросимметричной среде. В то же время магнитодипольный (МД) и квадрупольный (КД) вклады разрешены во всех средах [6, 13–21]. Этими вкладами из-за их малой эффективности в основном пренебрегают. Тем не менее, в спектральных областях электронных переходов МД и КД вклады могут существенно увеличиться за счет резонансного усиления [7, 22].

Для изучения симметричных свойств структуры нами получены поляризационные зависимости ГВГ при двух значениях длины волны накачки: 800 и 860 нм. В первом случае энергия фотона накачки меньше энергии, соответствующей резонансному пику, поэтому говорить о резонансном поглощении нельзя. Кроме того, как было сказано выше, нелинейные восприимчивости χ^{eee} , χ^{emm} , χ^{mem} , χ^{qmm} запрещены в центросимметричных средах. Поэтому вклад в сигнал ВГ в таком случае может быть сформирован только нелинейной восприимчивостью, включающей квадрупольные переходы. Таким образом, нелинейная поляризация для центросимметричного кристалла с магнитным упорядочением может быть записана в следующем виде:

$$P_i(2\omega) = \chi_{ijkl}^{em} E(\omega)_j k_k E(\omega)_l \quad (3)$$

Далее для расчета нелинейной поляризации определены независимые ненулевые компоненты тензоров χ_{ijk}^{em} и χ_{ijkl}^{em} (табл. 1). Поскольку выражение для нелинейной поляризации имеет тензорный характер, метод ГВГ можно использовать для определения симметрии кристаллической решетки.

Таблица 1. Ненулевые компоненты тензоров χ_{ijk}^{em} и χ_{ijkl}^{em} для кристаллографической симметрии mmm

χ_{ijk}^{em}	χ_{ijkl}^{em}
$\chi_{xyz} = \chi_{M1}$	$\chi_{xxxx} = \chi_1$
$\chi_{xzy} = \chi_{M2}$	$\chi_{yyyy} = \chi_2$
$\chi_{zxy} = \chi_{M3}$	$\chi_{zzzz} = \chi_3$
$\chi_{yxz} = \chi_{M4}$	$\chi_{xxyy} = \chi_{xyxy} = \chi_{xyyx} = \chi_4$
$\chi_{yzx} = \chi_{M5}$	$\chi_{yyxx} = \chi_{yxyx} = \chi_{yxxy} = \chi_5$
$\chi_{zyx} = \chi_{M6}$	$\chi_{xxzz} = \chi_{xzzx} = \chi_{xzxx} = \chi_6$
	$\chi_{zzxx} = \chi_{zxzx} = \chi_{zxzx} = \chi_7$
	$\chi_{yyzz} = \chi_{yzyz} = \chi_{zyzy} = \chi_8$
	$\chi_{zzyy} = \chi_{zyyz} = \chi_{zyzy} = \chi_9$

Полученные в результате эксперимента поляризационные зависимости интенсивности генерации второй оптической гармоники представлены на рис. 3. Используя формулу (3) и значения для ненулевых компонент тензора χ_{ijkl}^{eem} из табл. 1, рассчитаем нелинейную поляризацию для квадрупольного вклада по следующим формулам:

$$\begin{aligned} P_{KD}^{P-out} &= \frac{1}{2}(\chi_1 + \chi_3)\cos[\varphi]^2 + \chi_7\cos[\varphi]^2 + \chi_2\sin[\varphi]^2 \\ P_{KD}^{S-out} &= \sqrt{2}\chi_4\cos[\varphi]\sin[\varphi] \end{aligned} \quad (4)$$

Индексы *P*- и *S-out* означают геометрию зафиксированной поляризации анализатора после образца; φ – угол поворота плоскости поляризации, изменяющийся в диапазоне 0–360 градусов. Стоит отметить, что формула (4) приведена без учета факторов Френеля с целью упрощения общего вида.

С помощью формулы (4) и с учетом факторов Френеля проведена аппроксимация поляризационных зависимостей (длина волны накачки 800 нм) (рис. 3) и расчет компонент тензоров нелинейных восприимчивостей.

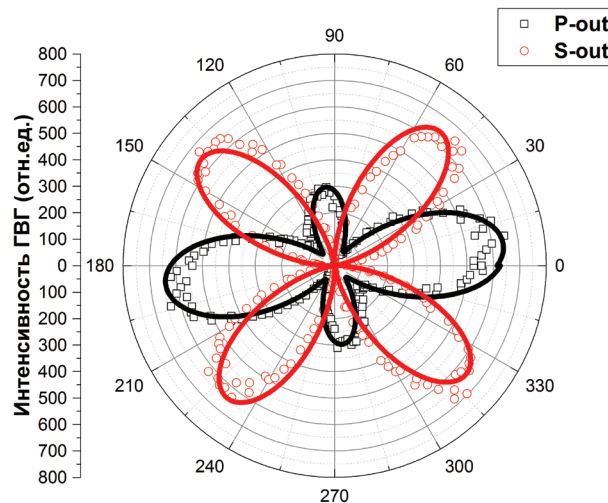


Рис. 3. Поляризационные зависимости для пленки LaFeO_3 в случае поляризации излучения ВГ в плоскости падения (P-out) и перпендикулярно плоскости падения (S-out). Длина волны накачки 800 нм.

Результаты расчета значений компонент тензора нелинейной восприимчивости показаны в табл. 2. Поляризационные зависимости, представленные на рис. 3, также имеют интересную особенность. Зависимости для поляризационных геометрий P-out и S-out имеют одинаковое количество максимумов. Однако для выходной поляризации P-out интенсивность ГВГ не зануляется каждые 90° в отличие от S-out. Этот факт может свидетельствовать о проявлении кристаллографического вклада. φ_0 – компенсационное значение угла, возникающее между поворотом полуволновой пластинки и поляризованного излучения из лазера.

Далее исследованы особенности ГВГ вблизи резонанса интенсивности (длина волны накачки 860 нм). Здесь выбор нелинейного вклада в интенсивность ГВГ может быть

Таблица 2. Результаты аппроксимации поляризационных зависимостей ГВГ (длина волны накачки 800 нм)

χ_{ijkl}^{eem}	Значение нелинейных компонент χ_{ijkl}^{eem}
χ_1	150
χ_2	91
χ_3	-215
χ_4	459
χ_7	900
φ_0	-7

сделан, если более подробно рассмотреть электронные переходы, входящие в выражение для нелинейной восприимчивости. Выбор между тремя возможными для этого случая нелинейными вкладами $\hat{\chi}^{mee}$, $\hat{\chi}^{eem}$ и $\hat{\chi}^{mmm}$ делается в пользу рассмотрения микроскопического выражения для тензора $\hat{\chi}^{eem}$ [12]. Микроскопическое выражение для магнитодипольного тензора нелинейной восприимчивости χ^{eem} запишем в следующем виде:

$$\chi_{ijk}^{eem} \propto \sum_{g,n,n'} \left[\frac{(P_i)_{gn}(P_j)_{nn'}(M_k)_{n'g}}{(2\omega - \omega_{ng})(\omega - \omega_{n'g})} + \dots \right] p_g^{(0)}. \quad (5)$$

Здесь частоты ω_{ng} и $\omega_{n'g}$ соответствуют переходам между основным и возбужденным состоянием;

M_k – векторная компонента МД-оператора;

P_{ij} – векторная компонента ЭД-оператора;

$p_g^{(0)}$ описывает тепловое распределение между подуровнями Γ_1^+ , Γ_1^+ и Γ_2^+ основного мультиплета ${}^3\Gamma_2^+$.

В работе [12] в аналогичной ситуации сделан вывод о том, что нелинейная восприимчивость $\hat{\chi}^{eem}$ обладает резонансной зависимостью не только для энергии фотонов ГВГ, но и для промежуточных состояний зоны ${}^3\Gamma_5^+$. Поскольку спектральные зависимости, представленные на рис. 1, имеют резонансную особенность для двух значений энергии фотонов $\hbar\omega$ и $2\hbar\omega$, с учетом этих значений в знаменателе формулы (5) следует, что двухфотонный процесс возбуждения существенно усиливается. Таким образом, только нелинейная восприимчивость $\hat{\chi}^{eem}$ может быть ответственна за наблюдаемый сигнал ГВГ. Нелинейная поляризация для такого процесса записывается в виде:

$$P_i(2\omega) = \chi_{ijk}^{eem} E(\omega)_j H(\omega)_k + \chi_{ijkl}^{eem} E(\omega)_j E(\omega)_l M_l \quad (6)$$

где M_l – внешнее магнитное поле, прикладываемое в направлении плоскости структуры.

Для поляризационной зависимости ГВГ в геометрии S-out выполнен расчет нелинейной поляризации, обусловленной магнитодипольным и квадрупольным вкладом для противоположных направлений внешнего магнитного поля (рис. 4). Аппроксимация экспериментальных результатов проведена при помощи следующих соотношений:

$$P_{MD+KD}^{S-out(+M)} = \frac{1}{4}\sqrt{3}(4\chi_4 - \chi_{M4} + \chi_{M5})\cos[\varphi]\sin[\varphi]$$

$$P_{MD+KD}^{S-out(-M)} = -\frac{1}{4}\sqrt{3}(4\chi_4 + \chi_{M4} - \chi_{M5})\cos[\varphi]\sin[\varphi]$$
(7)

Заметим, что с целью упрощения общего вида формула (7) приведена без учета факторов Френеля.

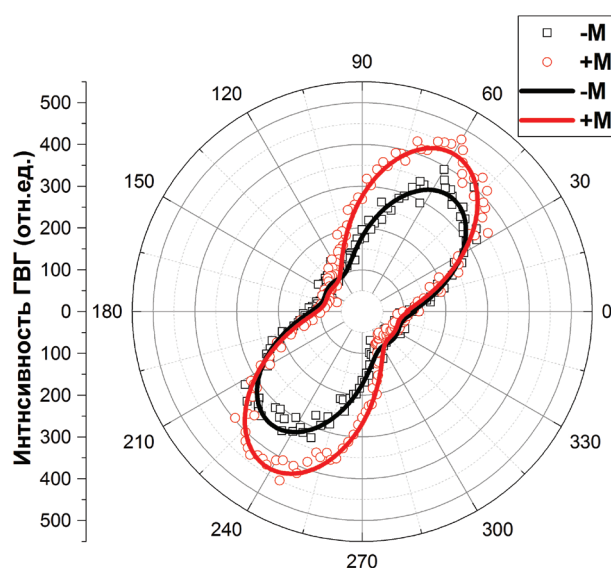


Рис. 4. Поляризационные зависимости для пленки LaFeO_3 в случае поляризационной геометрии S-out в резонансе (длина волны накачки 860 нм)F.

Как следует из рис. 4, расчетные и экспериментальные зависимости совпадают в рамках предложенной модели. Значения компонент тензора нелинейной восприимчивости, рассчитанные для длины волны накачки 860 нм, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Результаты аппроксимации поляризационных зависимостей ГВГ формулой (7) для выходной поляризации S-out

	Значение ненулевых компонент тензора нелинейной восприимчивости
$const$	13
χ_4	-16
χ_{M4}	398
χ_{M5}	600
φ_0	17

На основании хорошего совпадения экспериментальных данных с расчетными можно было бы утверждать, что в исследуемой структуре отсутствуют (или пренебрежимо малы) эпитаксиальные напряжения на границе пленка–подложка, которые могли бы повлиять на искажение ромбической структуры с точечной группой D_{2h} . Однако возникновение константы *const* в значениях нелинейных компонент (табл. 3) свидетельствует о наличии незначительного дополнительного кристаллографического вклада, параметры и природа которого требуют дальнейшего уточнения.

Заключение

Показан магнитодипольный вклад во вторую оптическую гармонику в центросимметричном антиферромагнетике LaFeO_3 . Продемонстрировано существенное усиление магнитодипольного вклада в ГВГ, вызванное двухфотонным резонансом при энергии фотона $2\hbar\omega = 2.85$ эВ. Экспериментальные поляризационные зависимости магнитоиндуцированного и магнитодипольного вкладов, обладающих резонансной компонентой на частоте второй гармоники, хорошо аппроксимируются в рамках предложенной модели. Показано наличие магнитоиндуцированной ГВГ лишь в области резонанса, что подтверждает наличие магнитодипольного вклада. Исследование магнитоиндуцированного вклада возможно при максимальном подавлении кристаллографического (электродипольного или электроквадрупольного) вклада путем выбора поляризационной геометрии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-32-00688).

Литература:

1. Nalla V., Medishetty R., Wang Y., Bai Z., Sun H., Wei J., Vittal J.J. Second harmonic generation from the “centrosymmetric” crystals // IUCrJ. 2015. V. 2. № Pt 3. P. 317–321.
2. Kaminski B., Lafrentz M., Pisarev R. V., Yakovlev D.R., Pavlov V. V., Lukoshkin V.A., Henriques A.B., Springholz G., Bauer G., Abramof E., Rappl P.H.O., Bayer M. Optical second harmonic generation in the centrosymmetric magnetic semiconductors EuTe and EuSe // Phys. Rev. B. American Physical Society. 2010. V. 81. № 15. P. 155201.
3. Meijer E.W., Havinga E.E., Rikken G.L.J.A. Second-harmonic generation in centrosymmetric crystals of chiral molecules // Phys. Rev. Lett. American Physical Society. 1990. V. 65. № 1. P. 37–39.
4. Ashwell G.J., Jefferies G., Hamilton D.G., Lynch D.E., Roberts M.P.S., Bahra G.S., Brown C.R. Strong second-harmonic generation from centrosymmetric dyes // Nature. 1995. V. 375. № 6530. P. 385–388.
5. Bloembergen N. Nonlinear optics. Reading, MA: W.A. Benjamin, Inc. 1977 (1965). 229 p.
6. Shen Y.R. The principles of nonlinear optics. Wiley-Interscience, 2003. 563 p.
7. Fiebig M., Fröhlich D., Krichevtsov B.B., Pisarev R.V. Second harmonic generation and magnetic-dipole-electric-dipole interference in antiferromagnetic Cr_2O_3 // Phys. Rev. Lett. American Physical Society. 1994. V. 73. № 15. P. 2127–2130.
8. Biegalski M.D., Qiao L., Gu Y., Mehta A., He Q., Takamura Y., Borisevich A., Chen L.-Q. Impact of symmetry on the ferroelectric properties of CaTiO_3 thin films // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. № 16. P. 162904.

9. Prinz G.A. Magnetoelectronics applications // J. Magn. Magnet. Mater. 1999. V. 200. № 1. P. 57–68.
10. Ando K., Fujita S., Ito J., Yuasa S., Suzuki Y., Nakatani Y., Miyazaki T., Yoda H. Spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory technologies for normally off computing // J. Appl. Physics. 2014. V. 115. № 17.
11. LaFeO₃ crystal structure, physical properties // Ternary Compounds, Organic Semiconductors. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag. P. 1–4.
12. Fiebig M., Fröhlich D., Lottermoser T., Pavlov V. V., Pisarev R. V., Weber H.-J. Second harmonic generation in the centrosymmetric antiferromagnet NiO // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, № 13. P. 137202.
13. Kielich S. Optical second-harmonic generation by electrically polarized isotropic media // IEEE J. Quantum Electron. 1969. V. 5. № 12.
14. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 560 с.
15. Kielich S.Z.R. Optical nonlinear phenomena in magnetized crystals and isotropic bodies // Acta Phys. Pol. A. 1973. V. 43. P. 579–603.
16. Kielich S.Z.R. On new nonlinear magneto-optical phenomena in crystals and liquids // Opt. Acta (Lond). 1973. V. 20. P. 867–877.
17. Tabor W.J., Anderson A.W., Van Uitert L.G. Visible and infrared Faraday rotation and birefringence of single-crystal rare-earth orthoferrites // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. № 7. P. 3018–3021.
18. Sipe J.E., Mizrahi V., Stegeman G.I. Fundamental difficulty in the use of second-harmonic generation as a strictly surface probe // Phys. Rev. B. American Physical Society. 1987. V. 35. № 17. P. 9091–9094.
19. Sipe J., Moss D., van Driel H. Phenomenological theory of optical second- and third-harmonic generation from cubic centrosymmetric crystals // Phys. Rev. B. American Physical Society. 1987. V. 35. № 3. P. 1129–1141.
20. Guyot-Sionnest P., Shen Y.R. Bulk contribution in surface second-harmonic generation // Phys. Rev. B. American Physical Society. 1988. V. 38. № 12. P. 7985–7989.
21. Maki J.J., Kauranen M., Persoons A. Surface second-harmonic generation from chiral materials // Phys. Rev. B. American Physical Society. 1995. V. 51. № 3. P. 1425–1434.
22. Muthukumar V.N., Valentí R., Gros C. Theory of nonreciprocal optical effects in antiferromagnets: The case of Cr₂O₃ // Phys. Rev. B. American Physical Society. 1996. V. 54. № 1. P. 433–440.

УДК 538.958

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФФЕКТА В НАНОСТРУКТУРАХ

А.Н. Юрасов, д. ф.-м. н., профессор

*Кафедра наноэлектроники Физико-технологического института,
Московский технологический университет, Москва, 119454 Россия
@Автор для переписки, e-mail: alexey_yurasov@mail.ru*

Работа посвящена теоретическому исследованию магниторефрактивного эффекта (МРЭ) в наноструктурах, обсуждены возможные механизмы его усиления. Магниторефрактивный эффект представляет собой изменения коэффициентов отражения, прохождения и поглощения электромагнитных волн в образцах с магнитосопротивлением при приложении магнитного поля. Получены формулы для изменения коэффициентов рефракции и экстинкции в магнитном поле, позволяющие с большей степенью достоверности описывать спектры магниторефрактивного эффекта, особенно в ближней ИК-области спектра. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными. Показано, что величина и частотная зависимость МРЭ чувствительна к оптическим свойствам структур, их толщине и величине магнитосопротивления. Установлено, что изменение оптических параметров напрямую связано с магнитопроводимостью (магнитосопротивлением) в наноструктурах под действием магнитного поля. МРЭ может быть эффективно использован как бесконтактный метод измерения магнитосопротивления наноструктур.

Ключевые слова: магниторефрактивный эффект, наноструктуры, магнитосопротивление.

FEATURES OF THE MAGNETOREFRACTIVE EFFECT IN NANOSTRUCTURES

A.N. Yurasov

*Moscow Technological University, Moscow, 119454 Russia
@Corresponding author e-mail: alexey_yurasov@mail.ru*

We have theoretical investigated the magnetorefractive effect (MRE) in nanostructures. We discuss possibility of magnifications for this effect. MRE can be considered as variations of the coefficients of reflection, transmission and absorption of electromagnetic waves of samples with magnetoresistance (MR) under applied magnetic field. We have deduced formulas for change of the optical constants in magnetic field that does possibility for corrected description spectra of the magnetorefractive effect especially in the near IR region. The results of calculations have been analyzed in comparison with experimental data in the IR range. It was shown that the

magnitude and frequency dependencies of MRE are sensitive to the optical properties of the structures, model parameters, their thickness and MR values. It was shown that changes of the optical constants are strictly connected with the magnetoconductivity (magnetoresistance) of the nanostructures under applied magnetic field. So as MRE can be used as contactless method for MC measurements effectively.

Keywords: magnetorefractive effect, nanostructures, magnetoresistance.

Настоящая работа посвящена выявлению особенностей магниторефрактивного эффекта (МРЭ) в металлических многослойных пленочных наноструктурах, обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС) в относительно слабых магнитных полях.

В металлических наноструктурах проводимость $\sigma(\omega)$ значительно изменяется при намагничивании, и поэтому определяющая индексы рефракции диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_r(\omega) - i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega}, \quad (1)$$

линейно связанная с проводимостью $\sigma(\omega)$, также является функцией приложенного магнитного поля. Здесь ω – частота электромагнитного излучения, $\varepsilon_r(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость, учитывающая вклад токов смещения.

Согласно [1], магниторефрактивный эффект определяется как изменение коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн для образцов с ГМС, туннельным магнитосопротивлением (ТМС) и колоссальным магнитосопротивлением (КМС) при намагничивании и проявляется наиболее ярко в ИК-области спектра, где внутризонные переходы играют доминирующую роль. Первоначально МРЭ рассматривался как изменение коэффициента рефракции (n) в магнитном поле. В настоящее время в связи с возросшим интересом к неоднородным магнитным материалам, к которым относятся и магнитные нанокompозиты и манганиты, а также в связи со сложностью определения коэффициентов рефракции и экстинкции (k) МРЭ определяют как изменение коэффициента отражения или прохождения в магнитном поле. МРЭ представляет собой высокочастотный аналог МС, и его важной особенностью является возможность применения в качестве бесконтактного метода исследования различных функциональных материалов, элементов микроэлектроники и сенсоров [1, 2].

Важно отметить, что результаты исследования МРЭ могут найти применение в различных сферах: для объяснения оптических и магнитооптических свойств систем металл–металл, металл–диэлектрик, ферромагнитный металл–полупроводник, гибридных мультислоев, многослойных магнитных систем и манганитов, для бесконтактного контроля твердотельных элементов памяти, сенсоров с магнитосопротивлением, а также для поиска новых материалов с повышенным оптическим и магнитооптическим откликом (см. [1], [2] и ссылки в этих статьях).

Вклад намагниченности образца в оптическую проводимость $\sigma(\omega)$ и, соответственно, в МРЭ учитывается посредством ее влияния на магнитосопротивление материала $\Delta\rho/\rho$ по

формуле:

$$\Delta\sigma = \frac{1}{\rho(0)} - \frac{1}{\rho(H)} = \frac{\Delta\rho}{\rho^2(0)[1 - \frac{\Delta\rho}{\rho(0)}]}, \quad (2)$$

где $\Delta\sigma$ – магнитопроводимость [2].

В случае тонких пленок все расчеты проводили по обобщенным формулам Френеля с учетом интерференции и поглощения [3] для многослойной системы; для трехслойной системы формулы представлены ниже:

$$R = |r_{jkl}^p|^2, r_{jkl}^p = \frac{r_{jk}^p + F_k^2 r_{kl}^p}{1 + F_k^2 r_{jk}^p r_{kl}^p}, r_{jk}^p = \frac{g_j n_k^2 - g_k n_j^2}{g_j n_k^2 + g_k n_j^2}, g_j = \sqrt{n_j^2 - n_1^2 \sin^2 \phi}, \quad (3)$$

$$F_k = \exp(-2\pi i \lambda^{-1} g_k d_k),$$

где n_j – комплексный показатель преломления среды, из которой на систему падает свет;

ϕ – угол падения света из первой среды;

j, k, l – номера сред;

d_k – толщина соответствующей среды;

λ – длина световой волны в вакууме;

i – мнимая единица.

Аналогичные формулы можно записать и для коэффициента прохождения света T [3]:

$$T = |t_{jkl}^p|^2, t_{jkl}^p = \frac{t_{jk}^p F_k t_{kl}^p}{1 + F_k^2 r_{jk}^p r_{kl}^p}, \quad (4)$$

$$F_k = \exp(-2\pi i \lambda^{-1} g_k d_k),$$

Следует подчеркнуть, что для многослойной системы можно получить аналогичные рекуррентные формулы [3].

Как показано в [4], вклад недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости для магнитного металла в фарадеевской геометрии эксперимента в ИК-области спектра не существен, и наблюдаемые изменения определяются только вкладом диагональных компонент эффективной среды из магнитного и немагнитного металла. Таким образом, МРЭ линейно связан с магнитосопротивлением.

Магниторефрактивный эффект на отражение и прохождение света рассчитывали по следующим формулам:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}, \quad \frac{\Delta T}{T} = \left| \frac{T(H) - T(0)}{T(0)} \right|, \quad (5)$$

где $R(H,0)$, $T(H,0)$ – коэффициенты отражения и пропускания света образцом в магнитном поле и без поля, соответственно.

Важной задачей при расчете МРЭ в металлической многослойной наноструктуре является правильный расчет коэффициентов отражения и прохождения света в магнитном поле. Для этого в формуле (1) выделяется действительная и мнимая части $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$ и $\varepsilon_2 = 2nk$. В магнитном поле коэффициент рефракции n и коэффициент экстинкции k изменяются, соответственно, на Δn и Δk . Подставив их в ε_1 и ε_2 и приравняв их к соответствующим выражениям из формулы (1), пренебрегая произведением $\Delta n \Delta k$ как величиной второго порядка малости, окончательно получим формулы для Δn и Δk и их связь с изменением магнитопроводимости, а значит, и магнитосопротивлением, по формуле (2):

$$\Delta n = \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n+k}{n^2+k^2} \right), \quad \Delta k = \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n-k}{n^2+k^2} \right). \quad (6)$$

Формулы (6) являются одним из важнейших результатов данной работы.

Подставляя полученные значения в формулы (3) и (5), рассчитываем МРЭ. Результаты расчета для многослойной системы $\text{Co}/\text{Au}(\text{Au}(3\text{nm}))/\text{Co}(2\text{nm})/(\text{Au}(3\text{nm}))_n$ приведены на рис. 1. В соответствии с расчетами, величина эффекта на отражении значительно меняется в ближней ИК-области спектра – как по форме, так и по знаку. Указанное обстоятельство связано с наличием интерференции (изменение условий для нее при изменении числа слоев), спин-зависимым рассеянием, а также проявлением размерных эффектов [5–7].

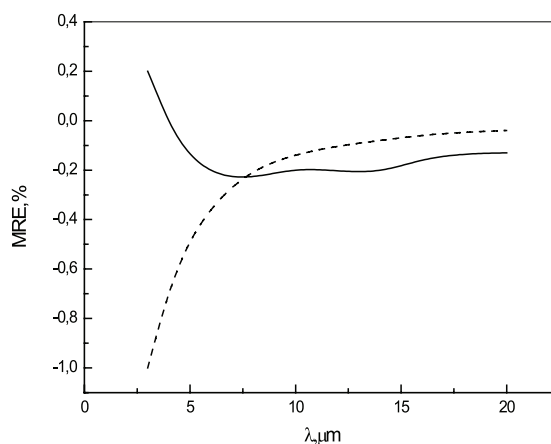


Рис. 1. Рассчитанные спектры магниторефрактивного эффекта на отражении для системы $\text{Co}/\text{Au}(\text{Au}(3\text{nm}))/\text{Co}(2\text{nm})/(\text{Au}(3\text{nm}))_n$, состоящей из $n=10$ слоев (пунктир) и из $n=2$ слоев (сплошная линия).

На рис. 2 приведен расчетный спектр МРЭ на отражении для многослойной структуры феррита с медью разной толщины. Важно отметить, что, как видно из рис. 2, величина эффекта значительно увеличивается не только с ростом магнитосопротивления, но и с ростом числа мультислоев.

На рис. 3 представлено сравнение рассчитанных спектров МРЭ на пропускание света для структуры феррита с медью. Экспериментальные данные здесь получены с ис-

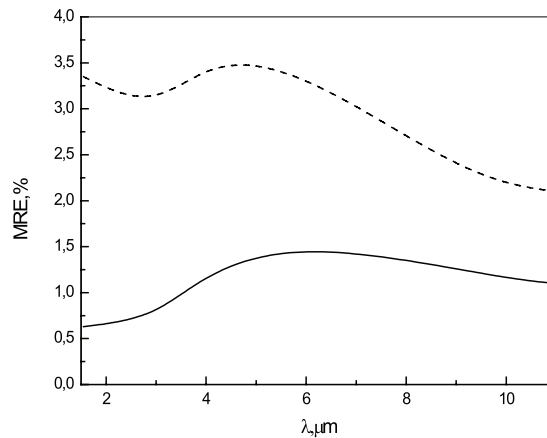


Рис. 2. Рассчитанные спектры магниторефрактивного эффекта на отражении для многослойной структуры феррита с медью: пунктир соответствует увеличению числа слоев в 2 раза по сравнению со сплошной линией.

пользованием методики, описанной в [8]. Видно, что расчетные и экспериментальные данные находятся в хорошем качественном и даже количественном согласии. По нашему мнению, отличие спектров связано, в первую очередь, с необходимостью учета распределения по размерам металлических частиц, а также рассеяния на интерфейсах [2, 5]. Учет распределения по размерам металлических частиц является сложной задачей, требующей нахождения правильного распределения для конкретной наноструктуры [5]. Спин-зависящее рассеяние будет рассмотрено ниже.

Для структур, содержащих большое количество разных слоев, формулы (3) могут быть обобщены аналогично [3], и получены следующие обобщенные рекуррентные формулы с учетом каждого слоя структуры:

$$R = |r_{m,n+1}|^2, r_{m,n+1} = \frac{r_{m,m+1} + F_{m+1}^2 r_{m+1,n+1}}{1 + F_{m+1}^2 r_{m,m+1} r_{m+1,n+1}}, r_{m,m+1} = \frac{g_m n_{m+1}^2 - g_{m+1} n_m^2}{g_m n_{m+1}^2 + g_{m+1} n_m^2}, g_m = \sqrt{n_m^2 - n_l^2 \sin^2 \phi},$$

$$F_{m+1} = \exp(-2\pi i \lambda^{-1} g_{m+1} d_{m+1}),$$
(7)

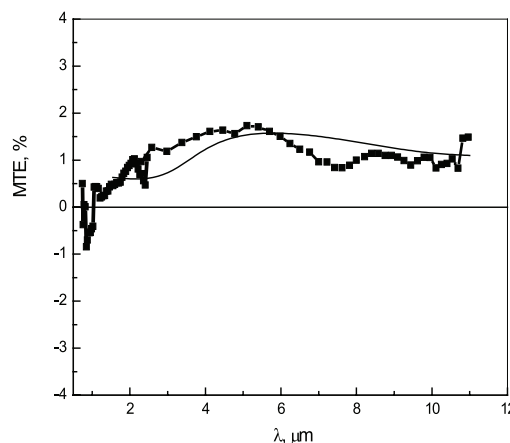


Рис. 3. Спектры магниторефрактивного эффекта на прохождение для многослойной структуры феррита с медью: теория (сплошная линия) и эксперимент (символы) [8].

где m – номер слоя, из которого падает свет;
 $n+1$ – номер слоя, в который свет выходит из образца (из всей многослойной структуры).
 Аналогично рассчитывается пропускание света T :

$$T = |t_{m,n+1}|^2, t_{m,n+1} = \frac{t_{m,m+1} F_{m+1} t_{m+1,n+1}}{1 + F_{m+1}^2 r_{m,m+1} r_{m+1,n+1}}. \quad (8)$$

Проведенные для структуры $\text{Co}/\text{Au}(\text{Au}(3\text{nm}))/\text{Co}(2\text{nm})/(\text{Au}(3\text{nm}))_n$ расчеты показали, что полученные по формулам (3) и (7) результаты близки. Это закономерно, так как подобная наноструктура удовлетворяет условию эффективной среды, следовательно, с достаточной степенью точности все слои можно рассматривать в виде единого эффективного слоя. Для учета спин-зависящего рассеяния в подобных структурах [9] удобно рассмотреть выражение для диэлектрической проницаемости в пределе самоусреднения [10]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{st} + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{i\omega\tau}{1 - i\omega\tau} \left(1 + \frac{m^2 \beta^2}{(1 - i\omega\tau)^2 - m^2 \beta^2}\right) \quad (9)$$

где m – относительная величина намагниченности M/M_s ;

β – параметр спиновой асимметрии.

Параметры выбирали таким образом, чтобы они соответствовали имеющимся оптическим данным: $\varepsilon_{st} = 3.5$, что отвечает модифицированной модели Друде для соединений рассматриваемого типа в ИК-области спектра [10]. Используя формулу (8) и сравнивая ее с (1), можно рассчитать магнитопроводимость наноструктуры как:

$$\Delta\sigma = \frac{\omega}{4\pi} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\omega\tau}{1 - i\omega\tau} \frac{m^2 \beta^2}{(1 - i\omega\tau)^2 - m^2 \beta^2} \quad (10)$$

Затем по формулам (5), (3) и (4) можно рассчитать МРЭ как на отражение, так и на пропускание света с учетом спин-зависящего рассеяния. Только учитывая спин-зависящее рассеяние, можно получить изменение знака эффекта на рис. 3 на границе видимой и ИК-области спектра.

Подытоживая выше изложенное подчеркнем, что в работе получены формулы изменения коэффициентов рефракции и экстинкции в магнитном поле, которые использованы для расчета МРЭ в металлических магнитных многослойных наноструктурах.

Рассчитаны спектры магниторефрактивного эффекта на отражении (магнитоотражение) и пропускании (магнитопропускание) света для металлической многослойной наноструктуры $\text{Co}/\text{Au}(\text{Au}(3\text{nm}))/\text{Co}(2\text{nm})/(\text{Au}(3\text{nm}))_n$. Показано, что величина и вид спектральной зависимости магниторефрактивного эффекта для наноструктур зависят от величины магнитосопротивления (магнитопроводимости), оптических свойств (поглощения) полученных пленок и параметров слоев (количество и толщина) в многослойных системах.

Расчеты для металлических наноструктур показали, что, наряду с толщиной, боль-

шое влияние на величину и спектральную зависимость магнитопропускания и магнитоотражения оказывает эффективное время релаксации, плазменная частота и параметр спиновой асимметрии.

Описаны изменения коэффициентов рефракции и экстинкции слоев наноструктуры в магнитном поле. Показано, что главный вклад в изменение этих оптических параметров прямо пропорционален магнитопроводимости структуры. Учет спин-зависящего рассеяния на интерфейсах позволяет описать полученную экспериментально смену знака МРЭ.

Расчетные спектры МРЭ хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Линейная зависимость между МРЭ и МС позволяет использовать МРЭ в качестве бесконтактного метода контроля качества и измерения магнитосопротивления любых элементов электроники.

В заключение важно акцентировать внимание на разнообразии применений МРЭ и спектр решаемых задач:

- исследование структуры различных магнитных материалов;
- поиск новых перспективных материалов с заданными свойствами;
- разработка методов оптической спектроскопии;
- интерпретация экспериментальных результатов.

Магниторефрактивный эффект вносит вклад в решение фундаментальной задачи описания взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Полученные для металлических наноструктур результаты однозначно свидетельствуют о широких возможностях применения МРЭ в качестве бесконтактного метода измерения МС.

Литература:

1. Telegin A.V., Sukhorukov Yu.P., Loshkareva N.N., Mostovshchikova E.V., Bebenin, E.A., Gan'shina N.G., Granovsky A.B. Giant magnetotransmission and magnetoreflexion in ferromagnetic materials // J. Magn. Magnet. Materials. 2015. V. 383. P. 104–109.
2. Устинов В.В., Сухоруков Ю.П., Миляев М.А., Грановский А.Б., Юрасов А.Н., Ганьшина Е.А., Телегин А.В. Магнитопропускание и магнитоотражение в многослойных наноструктурах FeCr // Журн. эксперим. и теор. физики. 2009. Т. 135. Вып. 2. С. 293–300.
3. Маевский В.М. Теория магнетооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности // Физика металлов и металловедение. 1985. Т. 59. С. 213–216.
4. Грановский А., Быков И., Ганьшина Е., Гущин В., Козлов А., Юрасов А., Калинин Ю., Инуге М. Магниторефрактивный эффект в магнитных нанокompозитах // Журн. эксперим. и теор. физики. 2003. Т. 123. Вып. 6. С. 1256–1265.
5. Юрасов А.Н. О распределении по размерам гранул в нанокompозитах // Российский технологический журнал. 2016. Т. 4. № 1(10). С. 25–27.
6. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Дмитриев А.А., Иванова О.С., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. // Известия Академии наук. Сер. физическая. 2009. Т. 73. № 9. С. 1374–1376.
7. Buravtsova V., Gan'shina E., Lebedeva E., Syr'ev N., Trofimenko I., Vyzulin S., Shipkova I., Phonghirun S., Kalinin Yu., Sitnikov A. // Solid State Phenomena. 2011. V. 168-169. P. 533–536.
8. Granovsky A., Sukhorukov Yu., Gan'shina E., Telegin A., Magnetorefractive effect in

magnetoresistive materials / in: M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (Eds.), Magnetophotonics: From Theory to Applications. Magnetophotonics, Springer Series in Materials Science 178, Springer Berlin Heidelberg, 2013. P. 107–133.

9. Банникова Н.С., Миляев М.А., Наумова Л.И., Пролядо В.В., Криницина Т.П., Каменский И.Ю., Устинов В.В. Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток CoFe/Cu с буферным слоем $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ // Физика металлов и металловедение. 2015. Т. 116. С. 1040–1047.

10. Camplin J.P., Thompson S.M., Loraine D.R. [et al.] Contactless measurement of giant magnetoresistance in thin films by infrared reflection // J. Appl. Physics. 2000. V. 87. P. 4846–4848.

УДК 538.91

**ПОВЫШЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ПРИБОРА PHEMT
НА ОСНОВЕ GaAs С ПОМОЩЬЮ ПРОФИЛИРОВАННОГО
ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАНИЯ ОЛОВОМ**

А.Э. Ячменев^{1,@}, научный сотрудник

В.И. Рыжий¹, д.т.н., главный научный сотрудник

П.П. Мальцев^{1,2}, д.т.н., профессор

¹*Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН (ИСВЧПЭ РАН),
Москва, 117105 Россия*

²*Кафедра нанoeлектроники Физико-технологического института,
Московский технологический университет, Москва, 119454 Россия*

@Автор для переписки, e-mail: alex.svch@yandex.ru

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии получены образцы структур типа PHEMT (*pseudomorphic high electron mobility transistor*) с профилем дельта-легирования в виде нанонитей из атомов олова на вицинальных подложках GaAs, разориентированных на 0.3 градуса относительно точной ориентации (100). Выполнено исследование электронного транспорта в таких структурах. Установлено, что неоптимальная температура роста закрывающих высаженных атомов олова слоев приводит к деградации электрофизических параметров образцов и предотвращает формирование одномерных каналов из атомов олова. На вольтамперных характеристиках образцов обнаружена анизотропия тока насыщения при протекании тока вдоль и поперек нанонитей, связанная с формированием квазиодномерного потенциального рельефа в дельта-слое. Изготовлены полевые транзисторы специальной топологии для протекания тока в ортогональных направлениях и измерены их частотные характеристики. Обнаружена сильная анизотропия частотных характеристик в зависимости от направления протекания тока. Для параллельного направления значение коэффициента усиления MSG (*maximum stable gain*) находится на уровне лучших GaAs PHEMT.

Ключевые слова: PHEMT, олово, нанонити, анизотропия, вольтамперные характеристики, полевой транзистор.

**GaAs PHEMT PERFORMANCE INCREASE USING DELTA-DOPING
IN THE FORM OF NANOWIRES OF TIN ATOMS**

A.E. Yachmenev^{1,@},

V.I. Ryzhi¹,

P.P. Maltsev^{1,2}

¹*Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Russian Academy of Sciences,
Moscow, 117105 Russia*

²*Moscow Technological University, Moscow, 119454 Russia*

@Corresponding author e-mail: alex.svch@yandex.ru

The PHEMT epitaxial structures with a doping profile in the form of tin nanowires were fabricated using vicinal GaAs substrate disoriented by 0.3° in relation to accurate orientation (100). Investigation of electron transport properties of the structures with nanowires of tin atoms on vicinal GaAs substrates have been presented. It was determined that non-optimal growth temperature of cap layers leads to degradation of electrophysical parameters of the samples and prevent forming of tin one-dimensional channels. Anisotropy of the saturation current on current–voltage characteristics was obtained when current flow along and across nanowires. Field effect transistors with special topology for orthogonal current flow were fabricated and frequency characteristics were measured. The evident anisotropy of the frequency characteristics for PHEMT was shown. Gain coefficient MSG (Maximum Stable Gain) of the fabricated PHEMT for current flow along nanowires correlates to best-achieved values of MSG for GaAs PHEMT.

Keywords: PHEMT, tin, nanowires, anisotropy, current-voltage characteristic, field-effect transistor.

Введение

Увеличение частотных параметров полевых транзисторов является одной из приоритетных задач развития современной полупроводниковой СВЧ-электроники. К настоящему времени достигнуты практически предельные значения параметров, определяющих быстродействие приборов: длина затвора транзистора, составляющая 20 нм [1, 2] и расстояние от затворного электрода до канала для уменьшения короткоканальных эффектов, составляющее всего 2 нм [3]. Дальнейшее повышение частотных параметров возможно с помощью совершенствования технологии изготовления [4], а также квантовой инженерии конструкции структуры, позволяющей получить новые свойства в канале прибора. Таким образом, структуры с пониженной размерностью электронного газа представляют повышенный интерес не только с точки зрения изучения фундаментальных свойств полупроводников с квантово-размерными эффектами. Они важны и с позиции повышения быстродействия приборов, изготовленных на базе таких структур, благодаря эффективному уменьшению температуры электронного газа и увеличению дрейфовой скорости носителей.

Фундаментальным механизмом, ограничивающим максимальное значение дрейфовой скорости электронов в полупроводниках, является их рассеяние на полярных оптических фононах (ПОФ). Как было показано в [5, 6], где рассматривалась теория взаимодействия электронного газа с ПОФ для двумерного и одномерного случаев, одномерный электронный газ имеет малые скорости поглощения ПОФ и, следовательно, более высокую дрейфовую скорость электронов по сравнению с двумерным случаем за счет уменьшения междолинного рассеяния. Следовательно, для улучшения частотных характеристик полевого транзистора необходимо изменить конструкцию структуры для формирования одномерных каналов или нанонитей вместо двумерного электронного газа.

Существуют различные методы создания полупроводниковых объектов с квазиодномерным электронным газом: самоорганизация нанонитей при росте напряженных эпитаксиальных слоев [7], рост нанонитей с использованием затравок [8], специальная техника травления полупроводников [9]. Ранее была показана возможность изготовления структур на вицинальных подложках GaAs, содержащих систему нанонитей из атомов

олова, встроенных в кристалл GaAs [10, 11]. Нанонити или квазиодномерные каналы в данном случае образуются за счет декорирования атомами олова краев вицинальных террас. Преимуществом данной технологии является возможность перехода от гомоэпитаксиальных структур к быстродействующим структурам типа PHEMT (*pseudomorphic high electron mobility transistor*) с модулированным легированием, в которых дельта-слой будет иметь профиль легирования в виде нанонитей из атомов олова. В работе [12] расчетным путем показано, что если при модулированном легировании дельта-легированный слой будет представлять собой систему заряженных нанонитей, то в квантовой яме максимум концентрации электронов будет соответствовать центру нанонити, а минимум – располагаться между двумя соседними нанонитями, что означает пространственную модуляцию электронной плотности в квантовой яме.

Цель настоящей работы – установление особенностей электронного транспорта в эпитаксиальных PHEMT-структурах с профилем дельта-легирования в виде нанонитей из атомов олова на вицинальных подложках GaAs и выявление влияния модуляции двумерного электронного газа в канале на СВЧ-характеристики полевого транзистора. Ожидается, что формирование квазиодномерных каналов проводимости в исследуемых структурах приведет к анизотропии транспортных свойств в зависимости от направления протекания тока и увеличению СВЧ-характеристик при протекании тока параллельно нанонитям.

Экспериментальная часть

Все образцы выращивали на установке Riber 32P методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Использовали вицинальные подложки GaAs, разориентированные на 0.3° относительно точной ориентации (100) в направлении [011]. При такой разориентации вицинальная поверхность представляет собой террасы с ориентацией (100) с высотой краев, равной половине постоянной решетки GaAs $h = 2.8 \text{ \AA}$, и шириной террасы $d = 2.8/\text{tg}0.3^\circ = 534.8 \text{ \AA}$. Путем подбора условий легирования можно добиться такого режима поверхностной сегрегации, при котором атомы олова будут преимущественно располагаться вдоль краев террас вицинальной поверхности. Таким образом, нанонити представляют собой систему цепочек из атомов олова, ориентированных вдоль краев террас вицинальной грани GaAs. Подробно методика формирования нанонитей описана в [10, 11]. Конструкция эпитаксиальных слоев изготовленных PHEMT-структур представлена на рис. 1. Основной трудностью при изготовлении PHEMT с использованием олова являются неизученная эффективность легирования оловом слоев AlGaAs и необходимость получения максимально гладкой поверхности перед осаждением атомов олова. Эффективным решением является использование прослойки из нескольких монослоев GaAs перед дельта-слоем и после него. Были изготовлены 3 образца, отличающиеся концентрацией легирования и температурой роста закрывающих слоев после дельта-слоя, различия приведены в таблице.

Результаты и их обсуждение

В работе выполнены электрофизические измерения в слабых и сильных электрических полях при ориентации контактов для протекания тока вдоль (ориентация ||) и поперек (ориентация $\perp$) нанонитей, а также измерены частотные характеристики изготовленных PHEMT с профилем дельта-легирования в виде нанонитей.

n+ GaAs : Si	15 нм	контактный слой
Al _{0.24} Ga _{0.76} As	33 нм	барьерный слой
GaAs	1 нм	вставка
δ-Sn	см. таблицу	дельта-легированный слой
GaAs	3 нм	вставка
Al _{0.24} Ga _{0.76} As	4 нм	спейсерный слой
In _{0.2} Ga _{0.8} As	12 нм	канальный слой
GaAs	600 нм	буферный слой
Видиальная подложка GaAs		

Рис. 1. Конструкция образцов РНЕМТ-структур с профилем дельта-легирования в виде нанонитей.

Результаты измерения эффекта Холла показали (таблица), что при повышенной температуре роста закрывающих слоев происходит реиспарение и сегрегация атомов олова в растущие слои, что хорошо видно по резко упавшей концентрации носителей в образце В. Образец С с повышенной концентрацией легирования и оптимальной температурой роста закрывающего слоя имеет электрофизические параметры, сравнимые с классическими РНЕМТ-структурами с легированием кремнием.

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводили на образце А с омическими контактами специальной топологии для протекания тока в ортогональных направлениях. Коэффициент анизотропии тока насыщения, определяемый из кривых ВАХ как $k_a = I_{||}/I_{\perp} \approx 2.5$, почти в два раза превышает k_a в гомоэпитаксиальных структурах. По всей видимости, это обусловлено тем, что в РНЕМТ-структурах с квантовой ямой двумерный электронный газ распадается на систему квазиодномерных каналов проводимости [12] из-за ионизированных атомов олова в дельта-слое, располагающихся в виде характерных нанонитей.

Измерение эффекта Холла в изготовленных образцах

Образец	T роста закрывающих слоев, °С	n легирования, $\cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$	μ_n при 300 К, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	n_n при 300 К, см^{-2}
А	500	1.48	5600	$9.4 \cdot 10^{11}$
В	580	1.48	4900	$6.5 \cdot 10^{10}$
С	500	2.96	5540	$2 \cdot 10^{12}$

За основу для изготовления РНЕМТ взят образец С с наилучшими электрофизическими параметрами. Использовали специальную топологию полевых транзисторов двух ориентаций для протекания тока в ортогональных направлениях. Длина затворов была равна 150 нм. Удельное сопротивление омических контактов составляло $\sim 0.2 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$. Измерения S-параметров транзисторов проводили на векторном анализаторе Agilent в диапазоне частот 0.1–67 ГГц. Напряжение смещения на затворе для всех транзисторов было равно -0.4 В , напряжение на стоке составляло 2 и 4 В.

Измеренные СВЧ-характеристики транзисторов представлены на рис. 2. Они показывают явную анизотропию значений для ортогональных направлений протекания тока

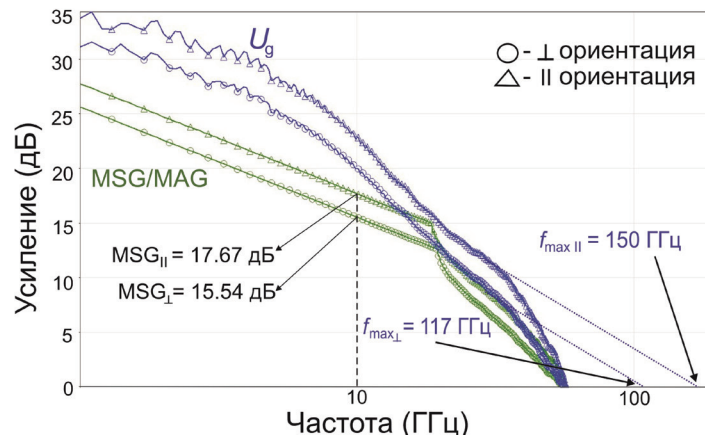


Рис. 2. Измеренные зависимости $f_{\max}$ и MSG для ортогональных направлений протекания тока.

вдоль и поперек нанонитей из атомов олова, что еще раз подтверждает ранее сделанный вывод о наличии потенциального рельефа в виде квазиодномерных каналов. Значения предельной частоты усиления по мощности $f_{\max}$ составили 117 и 150 ГГц для транзисторов с ориентацией для протекания тока $\perp$ и $\parallel$ нанонитям, соответственно. Значения коэффициента усиления MSG (*maximum stable gain*) на частоте 10 ГГц равнялись 15.5 и 17.7 дБ для $\perp$ и $\parallel$ направления. Улучшение частотных характеристик PHEMT при $\parallel$ ориентации может быть связано с уменьшением рассеяния электронов на ПОФ при движении в направлении вдоль нанонитей и, как следствие, с большей дрейфовой скоростью электронов вдоль квазиодномерных каналов проводимости. При этом стоит отметить, что полученные значения MSG для параллельного направления находятся на уровне лучших классических PHEMT на GaAs с планарным легированием кремнием [13]. Они уступают лишь приборам, изготовленным на GaAs с использованием технологии метаморфного буфера, позволяющей повысить содержание индия в канальном слое InGaAs до 53% [14]. Это говорит о перспективности предлагаемого метода увеличения быстродействия приборов с помощью создания потенциального рельефа в виде квазиодномерных каналов из атомов олова в дельта-слое.

Одним из возможных направлений его дальнейшего развития является формирование нанонитей из атомов олова в PHEMT-структурах с метаморфным буфером на базе GaAs, что, по нашему мнению, позволит довести частотные характеристики GaAs PHEMT до уровня приборов, изготовленных на основе InP.

Заключение

Измерены вольтамперные характеристики образцов PHEMT-структур, изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с профилем дельта-легирования в виде нанонитей из атомов олова и обнаружена анизотропия тока насыщения с коэффициентом $k_a = I_{\parallel}/I_{\perp} \sim 2.5$. Он в два раза превышает k_a в гомоэпитаксиальных структурах и свидетельствует об образовании квазиодномерных каналов проводимости. Измерения динамических характеристик полевых транзисторов специальной топологии также показали сильную анизотропию параметров: величина предельной частоты усиления по мощно-

сти $f_{\max}$ составила 150 ГГц, а коэффициент усиления MSG на 10 ГГц составил 17.7 дБ для направления протекания тока параллельно нанонитям; $f_{\max} = 117$ ГГц и $\text{MSG} = 15.5$ дБ для перпендикулярного направления. Высокие значения характеристик для параллельного направления протекания тока позволяют ожидать дальнейшее увеличение быстродействия при переносе технологии формирования квазиодномерного потенциального рельефа в дельта-легированном слое на метаморфные структуры с повышенным содержанием индия на подложках GaAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0011, уникальный идентификатор проекта RFMEFI60714X0011).

Литература:

1. Lee D., Liu Z., Palacios T. GaN high electron mobility transistors for sub-millimeter wave applications // Jap. J. Appl. Phys. 2014. V. 53. № 10. P. 100212.
2. Huang T., Liu Z., Zhu X. DC and RF performance of gate-last AlN/GaN MOSHEMTs on Si with regrown source/drain // IEEE Transactions on Electron Devices. 2013. V. 60. № 10. P. 3019–3024.
3. Dae-Hyun K., Brar B., del Alamo J. $f_T=688$ GHz and $f_{\max}=800$ GHz in $L_G=40$ nm $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ MHEMTs with $g_{m,\max} > 2.7$ mS/ μm // IEEE Int. Electron Devices Meeting. USA. Washington, DC. 5–7 Dec. 2011. P. 13.6.1–13.6.4 (<http://www.ieee-iedm.org>).
4. Федоров Ю.В., Михайлович С.В. Перспективы замены арсенидных МИС на нитридные // Нано- и микросистемная техника. 2016. Т. 18. № 4. P. 217–223.
5. Leburton J. Size effects on polar optical phonon scattering of 1-D and 2-D electron gas in synthetic semiconductors // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 2850–2855.
6. Bockelmann U., Bastard G. Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases // Phys. Rev. B. 1990. V. 42(14). P. 8947–8951.
7. Lin Z.C., Hsieh W.H., Lee C.P., Suen Y.W. Mobility asymmetry in InGaAs/InAlAs heterostructures with InAs quantum wires // Nanotechnology. 2007. № 18. P. 075403-1–075403-3.
8. Thelander C., Froberg L., Rehnstedt C., Samuelson L., Wernersson L. Vertical enhancement-mode InAs nanowire field-effect transistor with 50-nm wrap gate // IEEE Electron. Dev. Lett. 2008. № 29 (3). P. 206–208.
9. Zhao X., Alamo J. Nanometer-scale vertical-sidewall reactive ion etching of InGaAs for 3-D III-V MOSFETs // IEEE Electron. Dev. Lett. 2014. № 35 (5). P. 521–523.
10. Сеничкин А.П., Бугаев А.С., Ячменев А.Э., Клочков А.Н. Наноразмерная структура с квазиодномерными проводящими нитями олова в решетке GaAs: пат. 2520538 Рос. Федерация. № 2012146629/28; заявл. 02.11.2012; опубл. 27.06.2014. Бюл. № 18.
11. Сеничкин А.П., Бугаев А.С., Ячменев А.Э. Особенности вольт-амперных характеристик системы нанонитей из атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 11. P. 52–54.
12. Осадчий В.М. Моделирование распределения электронов в структурах AlGaAs/GaAs ($\delta\text{-Si}$), выращенных на vicинальных поверхностях // ФТП. 1999. № 33 (10). P. 1229–1231.
13. Hsi-Tsung L., Chao-Hong C., Shih-Chun L., I-Te C., Wen-Kai W., Shinichiro T. 6 Inch

0.1 μm GaAs pHEMT technology for E/V band application // CS MANTECH Conference. 2011. May 16–19. Palm Springs, California. USA (<http://www.csmantech.org/>).

14. High-performance 150 nm mHEMT on GaAs grown using MOCVD // Semiconductor TODAY. 2011. № 6 (6). P. 80–81.

УДК 681.3.04

**ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ВЛИЯНИЯ СОПУТСТВУЮЩИХ
ФАКТОРОВ НА ПОКАЗАТЕЛИ ИНФОРМАЦИОННОЙ
БЕЗОПАСНОСТИ**

Ш.Г. Магомедов, к.т.н., доцент

*Кафедра КБ-4 «Автоматизированные системы управления», Институт комплексной безопасности и специального приборостроения,
Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, 107996 Россия
Автор для переписки, e-mail: msgg@list.ru*

В статье рассмотрена задача повышения достоверности оценок показателей обеспечения информационной безопасности на основе построения когнитивных моделей сопутствующих факторов, связанных с процессом формирования и развития разных типов угроз. Введены новые типы оценок показателей безопасности, обеспечивающие определенный гарантированный уровень интервала возможных значений показателя. Сформирована процедура построения когнитивных моделей сопутствующих факторов, а также оценки показателей безопасности на основе построенной когнитивной модели. Указанная процедура продемонстрирована на конкретном примере. Анализ уровня обеспечения информационной безопасности является важной составляющей проблемы обеспечения и даже повышения эффективности функционирования объекта защиты. Существующие методики оценки уровня безопасности чаще всего опираются на использование экспертных методов непосредственно для оценки показателей, что даже для относительно не сложных объектов и систем обработки данных дает достаточно приблизительные оценки ввиду наличия достаточно большого числа неопределенных и случайных факторов. С целью повышения качества оценок предлагается уточнить процесс формирования угроз разных типов на основе построения когнитивных моделей, описывающих зависимость рассматриваемой угрозы от факторов, способных оказать значимое влияние на показатели информационной безопасности.

Ключевые слова: безопасность информации, когнитивная модель, сопутствующие факторы, гарантированные, экстремальные и средние оценки показателей, оценка степени влияния факторов на угрозы.

**ASSESSMENT OF THE IMPACT OF CONFOUNDING FACTORS
IN THE PERFORMANCE INFORMATION SECURITY**

Sh.G. Magomedov

*Institute of Integrated Security and Special Instrumentation
Moscow Technological University (MIREA),
Moscow, 107996 Russia
@Corresponding author e-mail: msgg@list.ru*

The paper considers the problem of improving the reliability of estimates of indicators providing information-without danger on the basis of constructing cognitive models related factors are associated with the process of formation and development of various types of information security threats. There are new types of assessments of safety performance to ensure a certain guaranteed level of the range of possible values of the index, which provides a more responsive and more accurate assessment of safety performance. Formed procedure for constructing cognitive models related factors, as well as evaluation of safety performance based on the cognitive model built. This procedure is demonstrated by a specific example.

Problem analysis of the level of information security is an important component of the problem and ensure even improve the functioning of the object of protection. However, existing methods of assessing the safety level often rely on the use of expert methods for direct assessment of information security indicators that have relatively less complex objects and data systems makes it quite rough estimates due to the availability of a sufficiently large number of uncertain and random factors. Here to solve the problem of improvement of quality evaluation is proposed to clarify the process of formation of various types of threats on the basis of the construction of cognitive models describing the dependence of the considered threats to a variety of factors that can have a significant effect on the consideration of information without the threat-risk.

Keywords: information security, cognitive model, related factors, guaranteed, extreme and average estimates of indicators, assessment of the degree of influence of factors on the threat.

1. Формирование значений исходных показателей, связанных с безопасностью

Существующие процедуры и методики оценки показателей информационной безопасности обычно опираются либо на усредненные значения исходных характеристик, определяющих состояние информационной безопасности на объекте защиты, либо на их экстремальные значения, особенно в случае критических систем безопасности. В первом случае получающиеся конечные оценки показателей безопасности носят усредненный характер. Указанный подход не может обеспечить адекватности поведения системы защиты в случае появления больших всплесков значений отдельных факторов, способных оказать значимое влияние на процессы возникновения атак и противодействия им: назовем эти факторы сопутствующими. При использовании экстремальных показателей конечные оценки показателей безопасности нередко бывают избыточными и порождают существенные дополнительные затраты, которые мало влияют на изменение уровня обеспечения безопасности. Назовем эти показатели целевыми, поскольку они предназначены и востребованы как параметры, используемые в процессе анализа состояния системы безопасности и формирования политики безопасности, при выборе варианта совершенствования системы безопасности, построении интегральных характеристик систем обеспечения информационной безопасности, при оптимизации структуры построения и технологии функционирования системы безопасности.

Таким образом, оба описанных выше подхода (на основе средних и экстремальных значений) к выбору целевых показателей имеют серьезные недостатки: имеет место либо недооценка уровня опасности, либо избыточность и связанные с ней дополнительные затраты, которые тем значимее, чем больше разница между средними и экстремальными значениями показателей безопасности.

Проиллюстрируем этот тезис примерами.

Пример 1. Предположим, что в локальной сети организации обрабатывается информация ограниченного доступа. Тогда необходимо обеспечить физическую защиту поме-

щений (входных дверей, окон и др. – сопутствующие факторы), где эта информация обрабатывается. Требования по степени защиты помещений зависят от оценки вероятности нарушения требований по информационной безопасности. Оценки этой вероятности находятся преимущественно на уровне их средних значений по всем узлам сети, однако в определенные промежутки времени возможно появление информации особой важности. Тогда принятие мер по усилению системы физической защиты помещений на основе средних значений может оказаться недостаточным для тех помещений и ситуаций, где и когда будет обрабатываться указанная информация. Принятие же мер повышенной защиты помещений может потребовать значительных средств.

Пример 2. Пусть в процессе обработки данных участвует определенный штат сотрудников, имеющих одинаковые права доступа к закрытой информации. Тогда при построении системы безопасности (например, при построении модели злоумышленника) можно опираться на средние значения возможной опасности, исходящей от каждого из сотрудников (они рассматриваются как сопутствующий фактор обеспечения безопасности). Однако среди прочих может оказаться сотрудник, который с существенно большей вероятностью, чем среднее значение, способен совершить злоумышленное деяние. Следовательно, модель злоумышленника, использующая средние значения при построении системы безопасности, может оказаться неспособной адекватно противостоять этому злоумышленнику. Использование же экстремальных значений указанной вероятности может потребовать не только дополнительных затрат, но приведет к построению модели злоумышленника, которую нельзя будет использовать для выявления возможных источников злоумышленных атак среди персонала.

Приведенные примеры показывают, что с точки зрения повышения эффективности системы обеспечения информационной безопасности целесообразно использовать адаптивные оценки отдельных факторов, если имеется такая возможность. Если же ее нет, например, вследствие большого числа сопутствующих факторов, то в качестве целевых показателей предлагаются величины, равные сумме среднего значения этого фактора и его среднеквадратического отклонения, по аналогии с методами стохастической оптимизации [1].

Пусть p – оцениваемый целевой параметр системы, имеющий абсолютное измерение (например, средняя величина промежутка времени до ближайшей атаки на информационные ресурсы, величина ожидаемого ущерба); $p_1, p_2, \dots, p_n$ – набор статистических наблюдений либо экспертных данных по параметру p , где n – число наблюдений или экспертных оценок. Тогда средние значения p_{cp} целевого показателя p и его экстремальное значение p_e равны, соответственно

$$p_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i, \quad p_e = \max \{p_i; 1 \leq i \leq n\}$$

Вместо p_{cp} и p_e предлагается использовать значение p_e , в определенной степени дающее гарантию учета и значительной части всплесков значений параметра p , которое равно:

$$p_e = p_{cp} + \sigma_p, \quad \sigma_p = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (p_i - p_{cp})^2} \quad (1)$$

В случае относительных (безразмерных) показателей (например, вероятности P_{usp}

успешного противодействия атаке либо желаемого изменения сопутствующего фактора в течение заданного регламентного промежутка времени T) использование соотношения (1) неприемлемо, поскольку при определенных значениях p_i вероятность $P_{усп}$ может оказаться больше единицы. Для получения при относительных целевых показателях оценки, аналогичной (1), можно воспользоваться следующей процедурой. При оценке вероятности $P_{усп}$ предполагают, что имеет место следующая зависимость указанной вероятности от интенсивности λ_p атак:

$$P_{усп} = C(\lambda_p, T) \cdot \exp\{-K(\lambda_p, T) \lambda_p T\}, \quad (2)$$

где $C(\lambda_p, T)$ и $K(\lambda_p, T)$ – некоторые ограниченные функции.

Так как при отсутствии атак (то есть при $\lambda_p = 0$), видимо, $P_{усп} = 1$, то из (2) следует, что $C(\lambda_p, T) = 1$. Функция $K(\lambda_p, T)$, вообще говоря, не является константой: она зависит от параметров конкретных средств противодействия, используемых в системе. Однако, как правило, при проведении общего анализа системы, не привязанной к конкретным средствам противодействия, принимают $K(\lambda_p, T) = K$ постоянным. Отметим, что K характеризует степень эффективности использования имеющихся средств противодействия атаке на информационные ресурсы или другие ценности. Предположив, что соотношение (2) справедливо для каждого отдельного наблюдения P_i ($i = \overline{1; n}$), из (2) получаем:

$$\lambda_{Pi} = -\frac{1}{KT} \ln(P_i)$$

По аналогии с (1), заменяя текущие интенсивности λ_{Pi} их гарантированными оценками $\lambda_{Pz} = \overline{\lambda_p} + \sigma_\lambda$, получаем следующую гарантированную оценку P_z для вероятности успешного противодействия атакам:

$$P_z = \exp\{-K \lambda_{Pz} T\}, \quad \lambda_{Pz} = \overline{\lambda_p} + \sigma_\lambda, \quad \overline{\lambda_p} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \lambda_{Pi}, \quad \sigma_\lambda = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\lambda_{Pi} - \overline{\lambda_p})^2} \quad (3)$$

Отметим, что в оценках (1) и (3) для увеличения доли атак, которые успешно нейтрализованы с помощью имеющихся средств противодействия, значения вторых слагаемых σ_p и σ_λ могут быть увеличены путем введения множителей, больших единицы, то есть использования слагаемых $\mu\sigma_p$ и $\mu\sigma_\lambda$, $\mu > 1$ – константа. В частности, при $\mu = 3$ и предположении о нормальном законе распределения оценок P_i по закону «трех сигма» для нормального закона [2] выводим, что для 99.7% всех атак значения вероятностей успешного противодействия этим атакам будут меньше P_z .

2. Формирование когнитивной модели влияния сопутствующих факторов на угрозы безопасности

Систематические исследования, опирающиеся на анализ угроз информационной безопасности и основанные на построении когнитивных моделей, как показывает рассмотрение литературных данных, практически не проводились. Близкой по идеологии моделирования процесса формирования и развития угроз является монография [3]. Отметим также публикации [4–7], где рассматриваются сетевые модели развития угроз.

В то же время, как нам представляется, факторы, которые оказывают и окажут влияние на процесс обеспечения безопасности объектов защиты, могут быть описаны при-

менительно к каждому типу угроз с помощью когнитивной модели, то есть взвешенного ориентированного графа, у которого веса ребер векторные, а веса вершин отсутствуют. Конечные вершины графа соответствуют угрозам, для анализа которых и строится граф, а все остальные вершины находятся под определенным фактором. Под фактором здесь понимается определенное состояние элементов, связанных с процессом обеспечения безопасности на объекте защиты.

Для более детального пояснения сформулированного выше тезиса приведем пример. Пусть в многоэтажном здании, где расположен объект защиты, в результате аварии или злоумышленного действия прорвало трубы отопления или водопроводные трубы, по которым подается горячая и холодная вода в здание, или нарушена герметичность крыши и потолочных перекрытий, в результате чего здание заливают водой. Поступающая вода массированно затопливает нижние этажи. Не исключена возможность короткого замыкания в системе электроснабжения, в результате чего возник пожар. Сотрудники и другие лица, находившиеся в здании, стали активно его покидать. Воспользовавшись чрезвычайной ситуацией, злоумышленник через один из работающих компьютеров проник в информационную систему организации и совершил злоумышленное действие: или похитил определенную ценную информацию, или изменил информацию, или уничтожил эту информацию, отдельные программные и аппаратные системы обработки данных, системы обеспечения безопасности, или вынес один из носителей информации, где хранились ценные данные. Описанные ситуации могут быть представлены в виде графа, приведенного на рис. 1.

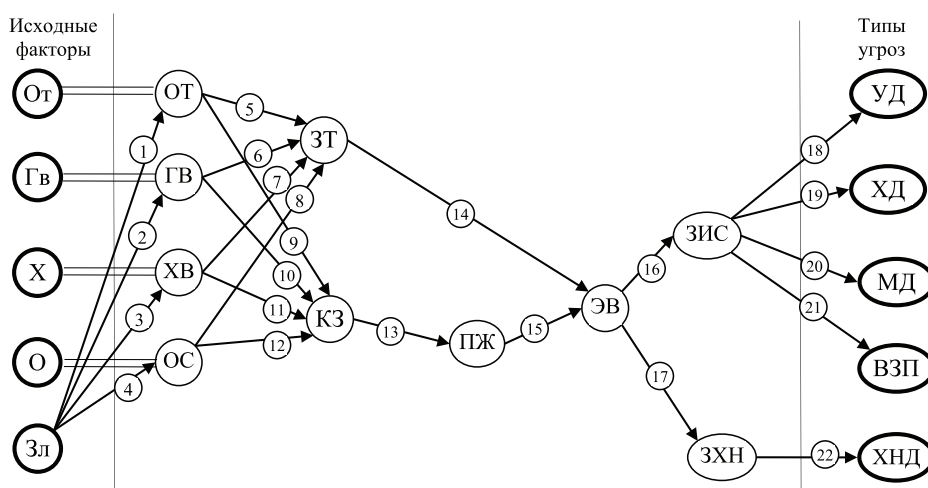


Рис. 1. Пример фрагмента графа сценариев, описывающего взаимосвязь сопутствующих факторов и угроз: От (От) – нарушение герметичности системы отопления; Гв (Гв) – нарушение герметичности системы подачи горячей воды; Хв (Хв) – нарушение герметичности системы подачи холодной воды; Ос (Ос) – нарушение герметичности крыши и верхних перекрытий; Зл – злоумышленное действие; Зт – затопление помещений; Кз – короткое замыкание в системе электропитания; Пж – пожар, вызванный коротким замыканием в системе электропитания; Эв – экстренная эвакуация персонала и других лиц, находящихся в здании; Зис – злоумышленное хищение данных из информационной системы объекта защиты; Зхн – физическое хищение носителей информации; Уд, Хд – уничтожение или хищение части или всех данных; Мд – модификация данных на объекте защиты; ВЗП – внедрение злоумышленных программ; Хнд – физическое хищение носителей данных.

В указанных сценариях развития событий прорыв отопления (водоснабжения), затопление помещений, короткое замыкание, пожар, экстренная эвакуация всех субъектов из здания – это сопутствующие факторы; хищение, уничтожение, модификация данных, внедрение злоумышленных программ, физическое хищение носителей данных – это угрозы, переросшие в атаки.

В качестве весовых коэффициентов для каждого ребра графа может быть выбран набор из следующих трех параметров:

- вероятность реализации перехода от одного фактора к другому (то есть перехода состояний);
- среднее время реализации этого перехода;
- ожидаемый ущерб.

Отметим, что значения указанных параметров для каждой из перечисленных угроз могут быть разными. Поэтому необходимо, например, разделить граф на несколько экземпляров в соответствии с числом рассматриваемых угроз и соответствующими этой угрозе весовыми параметрами каждого ребра, т.е. для каждой угрозы составить свой граф. Можно также усложнить весовые коэффициенты, добавив в качестве нулевого параметра код одной из рассматриваемых угроз и представив для каждой из угроз свой набор значений остальных параметров. В таком случае каждый весовой коэффициент содержит k скалярных параметров, где k – число рассматриваемых угроз. В приведенном выше случае (рис. 1) таких угроз не меньше пяти:

- 1) хищение данных;
- 2) уничтожение данных;
- 3) модификация данных;
- 4) внедрение злоумышленных программ;
- 5) физическое хищение носителей данных или информации.

3. Оценка показателей угроз на основе когнитивной модели влияния

Оценим показатели угроз на основе построенной когнитивной модели влияния сопутствующих факторов на угрозы. Для простоты ограничимся только одним (но наиболее важным) скалярным показателем – вероятностью проявления одной из перечисленных выше угроз. Прежде всего, важно оценить вероятности проявления факторов-источников, то есть возникновения соответствующих им событий, а также вероятности соответствующих переходов, отображаемых на рис. 1, для всех пяти типов угроз. Вероятности переходов есть фактически вероятности того, что фактор, соответствующий началу ребра, повлечет проявление фактора, являющегося концом ребра. Указанные вероятности существенно зависят от специфических особенностей конкретного объекта защиты. В приводимом ниже примере в качестве объекта защиты выбрано серверное помещение одного из вузов, и на этом примере продемонстрирована предлагаемая процедура оценки вероятности угроз. На сервере расположена, в частности, биллинговая система с паролями всех пользователей локальной сети вуза, что является закрытой информацией. Кроме того, повреждение программного обеспечения сервера явилось целью злоумышленных атак, чтобы, допустим, парализовать доступ к сети при проведении различных контрольных мероприятий по оценке знаний студентов [8].

Поскольку не все эксперты знакомы со специфическими особенностями объекта защиты, при том, что необходимо получать качественные оценки вероятностей переходов, целесообразно сначала организовать обсуждение в виде «круглого стола». Речь идет о

совместном обсуждении проблемы экспертами, на котором, в частности, должны быть раскрыты возможные способы и механизмы влияния сопутствующих факторов на процесс формирования угрозы в соответствии с диаграммой на рис.1. Полученная в ходе обсуждения информация позволит экспертам более содержательно и полно оценить влияние рассматриваемого фактора на процесс зарождения угрозы с учетом особенностей объекта защиты [9–11].

Итак, было привлечено пять экспертов, двое – из системы образования, специалистов по информационной безопасности, и трое – лица, непосредственно связанные с процессом обеспечения информационной безопасности. Оценки переходов проводили по стобалльной шкале $\{0; 100\}$, считая, что значение 100 соответствует ситуации, когда для данного ребра предшествующий фактор (начало ребра) всегда порождает последующий фактор (конец ребра). Полученные оценки были разделены на 100, переведены в шкалу $\{0; 1\}$ изменения вероятностей. После обработки результатов, в том числе и на основе формулы (3), получены результаты, суммированные в табл. 1. Первые четыре ребра с номерами 1, 2, 3, 4 соответствуют условным событиям: вероятности нарушения систем отопления, горячего водоснабжения, целостности крыши и верхних перекрытий, соответственно, при условии, что какое-то из перечисленных событий произошло.

Таблица 1. Экспертные оценки вероятностей взаимовлияния сопутствующих факторов в процессе формирования угроз (%)

№	Ребро графа	Ожидаемые типы угроз									
		1. Хищение данных		2. Уничтожение данных		3. Модификация данных		4. Внедрение злоумышленных программ		5. Хищение носителей	
		$P_{усп}$	$P_{с}$	$P_{усп}$	$P_{с}$	$P_{усп}$	$P_{с}$	$P_{усп}$	$P_{с}$	$P_{усп}$	$P_{с}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	(Зл;ОТ)	35.4	38.9	42.4	47.5	35.4	38.9	35.4	38.9	34.8	37.7
2	(Зл;ГВ)	32.1	33.4	20.7	21.4	32.1	33.4	32.1	33.4	29.3	32.1
3	(Зл;ХВ)	33.2	34.8	31.5	34.3	33.2	34.8	33.2	34.8	30.7	34.3
4	(Зл;ОС)	11.6	14.2	3.40	3.90	11.6	14.2	11.6	14.2	3.60	4.10
5	(ОТ;ЗТ)	84.7	86.0	84.7	86.0	84.7	86.0	84.7	86.0	84.7	86.0
6	(ГВ;ЗТ)	43.1	46.2	43.1	46.2	43.1	46.2	43.1	46.2	43.1	46.2
7	(ХВ;ЗТ)	41.9	44.5	41.9	44.5	41.9	44.5	41.9	44.5	41.9	44.5
8	(ОС;ЗТ)	2.0	3.00	2.60	3.00	2.60	3.00	2.60	3.00	2.60	3.00
9	(ОТ;КЗ)	77.4	78.2	77.4	78.2	77.4	78.2	77.4	78.2	77.4	78.2
10	(ГВ;КЗ)	35.0	38.2	35.0	38.2	35.0	38.2	35.0	38.2	35.0	38.2
11	(ХВ;КЗ)	36.1	37.4	36.1	37.4	36.1	37.4	36.1	37.4	36.1	37.4
12	(ОС;КЗ)	2.10	2.40	2.10	2.40	2.10	2.40	2.10	2.40	2.10	2.40
13	(КЗ;ПЖ)	28.6	30.1	28.6	30.1	28.6	30.1	28.6	30.1	28.6	30.1
14	(ЗТ;ЭВ)	56.8	58.0	56.8	58.0	56.8	58.0	56.8	58.0	56.8	58.0
15	(ПЖ;ЭВ)	92.4	95.8	92.4	95.8	92.4	95.8	92.4	95.8	92.4	95.8
16	(ЗВ;ЗИС)	53.6	63.1	53.6	63.1	53.6	63.1	53.6	63.1	53.6	63.1
17	(ЗВ;ЗХН)	32.2	33.7	32.2	33.7	32.2	33.7	32.2	33.7	32.2	33.7
18	(ЗИС;УД)	45.3	47.4								
19	(ЗИС;ХД)			69.3	72.3						
20	(ЗИС;МД)					51.8	53.4				
21	(ЗИС;ВЗП)							32.6	33.9		
22	(ЗХН;ХНД)									88.6	91.0

При заполнении строк с 5-ой по 17-ую, т.е. при оценке вероятностей по внутренним ребрам диаграммы, эксперты исходили из того, что если все данные хранятся на сервере, тогда, с точки зрения совершения любых злоумышленных действий, вероятности внутренних переходов равноопасны, а, значит, равны. Поэтому значения в ячейках на пересечении строк с 5-ой по 17-ую и столбцов (5, 6), (7, 8), (9, 10), (11, 12) повторяют соответствующие значения в столбцах (3, 4). В последних пяти строках имеются незаполненные ячейки: по всей видимости, злоумышленник, который намеревался совершить, например, хищение данных или любое другое действие, в момент непосредственного совершения действия не будет менять тип действия (например, хищение – на другое действие).

На основе построенной табл. 1 формируются две матрицы A_{ycn} и A_z , состоящие из 22 строк (по количеству ребер в графе когнитивной модели) и 5 столбцов (по количеству показателей угроз). На пересечении i -ой строки и j -ого столбца матрицы A_{ycn} и A_z записываются, соответственно, полученные экспертные оценки P_{ycn} и P_z степени влияния i -го по порядку сопутствующего фактора на j -ый тип угроз.

С целью получения единой интегральной оценки вероятности проявления хотя бы одной из угроз в течение регламентируемого промежутка времени необходимо вначале провести оценку степени актуальности отдельных типов угроз для рассматриваемого объекта защиты. Так, например, если на объекте защиты хранится особо важная закрытая информация, то угроза ее хищения опаснее угрозы уничтожения. Если же объект защиты связан с опасным технологическим процессом, то, наоборот, опасность уничтожения текущей информации, связанной с технологическим процессом, может оказаться важнее угрозы ее хищения. Проведем оценку указанной вероятности применительно к рассматриваемому в качестве примера объекту на основе использования экспертного оценивания без предварительного обсуждения с привлечением тех же экспертов, поскольку специфические особенности объекта защиты уже были ранее рассмотрены экспертами. Оценки, как и в случае табл. 1, предлагается проводить по столбальной шкале, а затем полученные оценки нормировать так, чтобы сумма всех вероятностей равнялась единице, значит, необходимо разделить каждую из пяти оценок на их сумму. В качестве результатов оценивания взяты средние значения полученных оценок. Полученные данные приведены в табл. 2.

Таблица 2. Оценки важности отдельных типов угроз по шкале [0; 1]

Наименование угроз	Хищение данных	Уничтожение данных	Модификация данных	Внедрение злоумышленных программ	Хищение носителей
Результирующие оценки, %	55	35	45	25	10
Результирующие оценки, нормированные	0.32	0.21	0.26	0.15	0.06

На основе оценок, приведенных в табл. 1 и 2, можно вычислить ряд важных характеристик безопасности. В частности, оценить влияние каждого из сопутствующих факторов на показатели угроз каждого типа, либо на показатели угроз в целом. Для примера опишем на основе рассмотренного ранее объекта (серверное помещение вуза) процедуру влияния исходного факторов ОТ («нарушение целостности системы отопления») на вероятность хищения или модификации данных.

На основе когнитивной модели опишем вначале возможные маршруты от фактора ОТ до угроз ХД и МД: 1) ОТ → 5 → 14 → 16 → 19 → ХД; 2) ОТ → 9 → 13 → 15 → 16 → 19 → ХД; 3) ОТ → 5 → 14 → 16 → 20 → МД; 4) ОТ → 9 → 13 → 15 → 16 → 20 → МД.

Тогда на основе графа влияния (рис. 1) выписывается следующее выражение для вероятности хищения или модификации данных по причине фактора ОТ:

$$q_{OT}^{ХД,МД} = (v_{ХД} p_{19} + v_{МД} p_{20}) \cdot (p_{16}^{ХД} \cdot p_{14}^{ХД} \cdot p_5^{ХД} + p_{16}^{МД} \cdot p_{15}^{МД} \cdot p_{13}^{МД} \cdot p_9^{МД}) \cdot p_{OT} \quad (4)$$

Значения всех используемых в (4) вероятностей p_{19} , p_{20} , $p_i^{ХД}$ и $p_i^{МД}$ приведены в табл. 1 (после деления их на 100); предлагается использовать оценки гарантированного уровня P_z . Значения коэффициентов важности $v_{ХД}$ и $v_{МД}$ приведены в табл. 2. Значение вероятности P_{OT} получается из табл. 1 после нормировки по формуле:

$$p_{OT} = \frac{p_1}{p_1 + p_2 + p_3 + p_4} = \frac{38,9}{38,9 + 33,4 + 34,8 + 14,2} = 0,32$$

Тогда на основе (4) выводим:

$$q_{OT}^{ХД,МД} = (0,32 \cdot 0,723 + 0,26 \cdot 0,534) \cdot (0,631 \cdot 0,58 \cdot 0,86 + 0,631 \cdot 0,958 \cdot 0,301 \cdot 0,782) \cdot 0,32 = 0,0496$$

Аналогичные оценки можно получить и для других исходных и других сопутствующих факторов. Сравнение полученных вероятностей для различных факторов позволит упорядочить их по степени важности для каждого типа угроз и для безопасности в целом, что явится основой для распределения ресурсов на повышение безопасности объекта защиты.

Задачу анализа показателей безопасности на основе построения когнитивной модели сопутствующих факторов автор предполагает рассмотреть в последующих своих работах.

Заключение

В работе рассмотрена задача повышения достоверности оценок показателей информационной безопасности на основе построения когнитивных моделей сопутствующих факторов при формировании и развитии различных типов угроз. Введены новые типы оценок показателей безопасности, обеспечивающие определенный гарантированный уровень интервала возможных значений показателя. Сформирована процедура построения когнитивных моделей сопутствующих факторов, а также оценки показателей безопасности на основе этих моделей. Указанная процедура продемонстрирована на конкретном примере.

Литература:

1. Ермольев Ю.М. Методы стохастического программирования. М.: Главная редакция физ.-мат. лит-ры изд-ва «Наука», 1976. 340 с.
2. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 2003. 474 с.
3. Герасименко В.А. Защита информации в автоматизированных системах обработки данных: В 2-х кн. Кн.1. М.: Энергоатомиздат, 1994. 400 с.
4. Гайдамакин Н.А. Теоретические основы компьютерной безопасности. Учебно-методический комплекс. Екатеринбург, Уральский гос. ун-т, 2008. 212 с.
5. Васильев А. Е., Третьяков О. П. Графовая модель контроля и анализа состояния защиты информации // Известия Южного федерального университета. Технические науки.

2013. № 7 (144). С. 156–160.

6. Кальнов М.И., Лаптев В.В., Попов Г.А. Защита сетевых коммуникаций в распределенной образовательной системе на основе интенсивной смены ключей шифрования // Вестник Астраханского государственного технического университета. Серия: Управление, вычислительная техника и информатика. 2012. № 2. С. 94–98.

7. Магомедов Ш.Г. Математическое моделирование охранных действий на объекте защиты // Вестник Астраханского государственного технического университета. Серия: Управление, вычислительная техника и информатика. 2016. № 1. С. 70–80.

8. Магомедов Ш.Г., Морозова Т.Ю., Акимов Д.А. Обеспечение безопасности передачи данных в вычислительных сетях на основе использования систем остаточных классов // Проблемы информационной безопасности. Компьютерные системы. 2016. Т. 3. С. 43–47.

9. Зайцев А.С., Малюк А.А. Выявление потенциального инсайдера с использованием моделей классификации // Проблемы информационной безопасности. Компьютерные системы. 2016. Т. 3. С. 34–42.

10. Попов Г.А., Попова Е.А., Мельников А.В. Анализ параметров информационной безопасности автоматизированных систем на основе использования уточненных экспертных оценок // Вестник Астраханского государственного технического университета. Серия: Управление, вычислительная техника и информатика. 2015. № 1. С. 33–39.

11. Макаров М.И., Медведев А.А., Савельев Ю.М., Макаров В.М. Автоматизированная система обеспечения эксплуатации ракетно-космической техники космодрома. Решаемые задачи и перспективы развития // Российский технологический журнал. 2016. Т. 4. № 5. С. 46–55.

УДК 537.621.4

**ПОДХОД К КООРДИНАЦИИ МАЛООБЪЕМНОГО ОБРАЗЦА
ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПОНДЕРОМОТОРНОГО МЕТОДА
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕГО МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ**

А.А. Сандуляк, д.т.н., профессор
А.В. Сандуляк, д.т.н., профессор
М.Н. Полисмакова, к.т.н., доцент
Д.О. Киселев, аспирант,
Д.А. Сандуляк[@], к.т.н., инженер

Московский технологический университет, Москва, 107996 Россия

[@]Автор для переписки, e-mail: d.sandulyak@mail.ru

В настоящей работе рассматривается малоизученный вопрос идентификации рабочей зоны (зоны для координации исследуемых образцов малых объемов) в весах Фарадея по определению магнитной восприимчивости образцов пондеромоторным методом на основании специально получаемой координатной характеристики индукции поля между полюсными наконечниками указанных весов. Показано, что такая идентификация может быть вполне результативной в том случае, когда данная характеристика, обычно нелинейная и не поддающаяся желаемой, даже частичной, линейной аппроксимации, имеет перегиб. Тогда появляется возможность объективной линейной аппроксимации определенного участка этой характеристики, т.е. констатации стабильных значений градиента индукции в соответствии с принятым условием позиционирования образца. Становится также возможной иллюстрация экстремального вида характеристики градиента индукции; в окрестности экстремума значения градиента относительно стабильны.

Ключевые слова: веса Фарадея, магнитная восприимчивость, зона размещения образца, характеристики напряженности (индукции), экстремум градиента.

**AN APPROACH FOR CHOOSING POSITIONING OF SMALL
VOLUME SAMPLE AT INSTANTIATION PONDEROMOTIVE
FARADAY METHOD IN DETERMINING ITS MAGNETIC
SUSCEPTIBILITY**

A.A. Sandulyak,
A.V. Sandulyak,
M.N. Polismakova,
D.O. Kiselev,
D.A. Sandulyak[@]

Moscow Technological University, Moscow, 107996 Russia

[@]Corresponding author e-mail: d.sandulyak@mail.ru

The paper observes matter about identification of operating area at Faraday balance (area for positioning of test specimens with a small volume). This matter is given coverage to reference deficiently and it's necessary to evaluate magnetic susceptibility values of specimens – based on purpose obtained coordinate characteristics of magnetic field induction between pole pieces of such balance. The paper shows that such identification may be quite effective when given characteristic (usually it is non-linear and doesn't yield to desired linear even local approximation) is curly, i.e. has an inflection. It may possible making a linear approximation of rather shortly characteristic's response region, i.e. establish a stable value induction gradient (according to accepted criterion sample poisoning). It also may possible getting visualized extremum view of gradient induction characteristic (in the vicinity of its gradient value are relatively stable).

Keywords: Faraday balance, magnetic susceptibility, specimen's positioning area, field density (induction) characteristic, gradient extremum.

Введение

Одним из методов определения магнитной восприимчивости χ тела, малого объема V , как сплошного, так и дисперсного – например, порошка является метод Фарадея, заключающийся в измерении (весами Фарадея) действующей на него магнитной (пондеромоторной) силы F в создаваемом между полюсными наконечниками поле напряженностью H и неоднородностью $gradH$. При этом в случае изучения ферро- или ферромагнитного образца получаемые данные измерений могут быть использованы, в частности, для нахождения магнитной восприимчивости собственно материала образца, отдельных частиц дисперсного образца-порошка. Последнее же особенно востребовано, например, для решения широкого круга задач магнитофореа и магнитоконтроля [1–4], когда для получения необходимых сведений о магнитных свойствах отдельных частиц и их материала достаточно использовать выделяемую из той или иной среды пробу малого объема в виде дисперсного образца.

Основой для получения данных по магнитной восприимчивости χ при использовании пондеромоторного метода Фарадея является известное выражение:

$$F = \mu_0 \cdot \chi \cdot V \cdot H \cdot gradH,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная константа.

Из него вытекает расчетная формула:

$$\chi = F / \mu_0 V H gradH . \quad (1)$$

К числу принципиальных положений метода Фарадея относится обеспечение в предполагаемой зоне размещения образца, т.е. рабочей зоне, небольшой в сравнении с размерами самой межполюсной области стабильной неоднородности поля [5–8]. Данное положение (согласно представлениям [7, 8] – это обеспечение постоянства величины $gradH$, а согласно работам, [5, 6] – постоянства величины $HgradH$) уже длительное время является лишь декларируемым, без достаточного обоснования теоретических и практических предпосылок для его осуществления. При этом имеющиеся многочисленные рекомендации по выбору соответствующей формы полюсных наконечников (в частности, в [5, 6, 8]) сопровождаются комментариями преимущественно общего плана. Они не

подкрепляются необходимыми доказательными данными, полезными при постановке и проведении исследований с использованием не только точно таких, но и подобного рода наконечников.

Задача выбора зоны размещения образца, требующая обязательного нахождения координатной (для того или иного направления x внутри межполюсной области) характеристики H и посредством нее – характеристик $gradH$ (и при необходимости $HgradH$), расценивается как сложная [7]. Поэтому нередко предпочтение отдается относительным измерениям восприимчивости, не требующим подобной детализации, а сводящимся к калибровке по образцам с известными магнитными восприимчивостями [7].

1. Вид координатной характеристики B (или H) как тест для выбора полюсных наконечников и идентификации рабочей зоны

Общий подход к идентификации в межполюсной области той рабочей зоны, которая была бы ответственной за размещение образца и выполнение измерений F , например, зоны стабильного значения $gradH$, вытекает из математических представлений. В пределах рабочей зоны значения напряженности поля H в направлении x действия силы F должны изменяться по линейному закону. Только тогда производную по этому направлению, т.е. в данном случае $gradH = dH/dx$, можно считать постоянной (стабильной) величиной. Для получения соответствующей информации необходимо, таким образом, располагать координатной характеристикой параметра H (зависимостью H от x) в межполюсной области.

Для нахождения координатной характеристики достаточно использовать датчик Холла, являющийся, например, измерительным датчиком миллитесламетра ТПУ-03-2 и других приборов аналогичного назначения. Пошагово смещаясь в избранном направлении x внутри межполюсной области, в том числе и в подлежащей идентификации зоне предполагаемого позиционирования исследуемого образца, можно производить измерения индукции B . Располагая же полученными значениями B , легко перейти к требуемым согласно (1) значениям H как $H = B/\mu_0$ (для воздушной среды межполюсной области).

Найденная координатная характеристика параметра H позволяет однозначно судить о ее функциональном виде в целом и о возможности желаемой линейной аппроксимации какого-либо из ее участков, а также определять характеристику параметра $gradH = dH/dx$. Исходя из полученной информации, нетрудно сделать заключение о местонахождении зоны стабильного значения параметра $gradH$, т.е. рабочей зоны. При этом следует заметить, что в случае замеров значений B для получения сведений, касающихся рабочей зоны, необязательно переходить к параметру H . Можно исходить из координатной характеристики первичного здесь параметра B и получаемой из нее характеристики $gradB = dB/dx$. Более того, для расчета значений магнитной восприимчивости χ исследуемого образца необязательно прибегать к расчетной формуле (1). Вместо (1), учитывая уже упоминавшуюся для воздушной межполюсной области связь $H = B/\mu_0$, достаточно пользоваться эквивалентной расчетной формулой:

$$\chi = F\mu_0 / VBgradB . \quad (2)$$

Таким образом, получение и последующий анализ функционального вида зависимости H от x или B от x должны квалифицироваться как исключительно необходимый шаг к обоснованию выбора полюсных наконечников и позиционирования исследуемых образцов при реализации пондеромоторного метода Фарадея. Действительно, только с помощью такой зависимости можно объективно судить о возможности создания между полюсными наконечниками зоны стабильного значения параметра $gradH$ ($gradB$) и определения ее местоположения. Выбор формы полюсных наконечников можно считать удачным лишь тогда, когда полученная координатная характеристика H (или B) имеет хотя бы короткий, соразмерный с изучаемым образцом, линейный участок.

2. Особенности идентификации рабочей зоны в межполюсной области: обоснование результативного подхода

Получение для межполюсной области координатной зависимости H (или B), в которой имелся бы необходимый линейный – даже короткий – участок, вряд ли осуществимо без усложнения формы полюсов. Между тем сравнительно доступным представляется подход, согласно которому к рассмотрению должны приниматься только те нелинейные характеристики H (или B), которые имеют перегиб. Тогда относительно небольшой участок в окрестности точки перегиба действительно можно считать близким к желаемому линейному – с почти стабильной величиной $gradH$ ($gradB$). Другими словами, соответствующая производная зависимости H (или B) в точке перегиба будет иметь экстремум, окрестность которого можно считать зоной практически стабильного значения $gradH$ ($gradB$).

Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований по намагничиванию цепочки шаров [9–12], в частности, в соленоиде, именно такие нелинейные, имеющие примечательный перегиб, характеристики H присущи областям-зазорам между противостоящими сферическими поверхностями. Речь идет о характеристике H при намагничивании этой цепочки полем напряженностью H_0 в направлении x , начиная с межцентральной линии шаров вдоль «биссектрисы» клинообразного зазора, т.е. в плоскости его симметрии. Соответственно, в точке перегиба этой характеристики H наблюдается выраженный экстремум характеристики dH/dx [9–12].

Следовательно, использование полюсных наконечников сферической формы (рис. 1) можно считать одним из вариантов решения вопроса выбора наконечников в весах Фарадея, разумеется, в виде неконтактирующих тел-полусфер [9], примыкающих плоскими поверхностями к торцевым плоскостям магнитопровода. Поскольку полюсные наконечники представляют собой фигуры типа тел вращения, характеристики H и $gradH$ (B и $gradB$) удобно именовать также лучевыми, так как они, начинаясь на осевой линии наконечников, являются идентичными во всех направлениях, нормальных этой линии.

3. Характеристики индукции и ее градиента между сферическими полюсными наконечниками. Идентификация рабочей зоны

На рис. 2а (точки) приведены результаты измерений индукции поля B при различных значениях тока питания I обмотки в плоскости симметрии области между полюсными наконечниками-полусферами (диаметр 100 мм, взаимное удаление по осевой линии $b =$

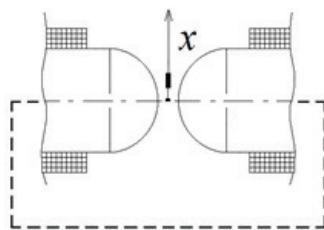


Рис. 1. Вариант создания локальной, располагающейся в окрестности абсциссы перегиба координатной характеристики напряженности или индукции, и соответственно, абсциссы экстремума градиента рабочей зоны между сферическими полюсными наконечниками.

Эта зона здесь условно выделена утолщением на оси x .

10 мм) на различном расстоянии x от осевой линии полюсов. Как и следовало ожидать, отчетливо проявляется перегиб характеристик. Значит, уже на этой стадии анализа можно говорить о реальной возможности линейной аппроксимации данных в окрестности точки перегиба (на рис. 2а показано штриховыми линиями). При этом экстремальным является, соответственно, вид характеристик $gradB$ (рис. 2б).

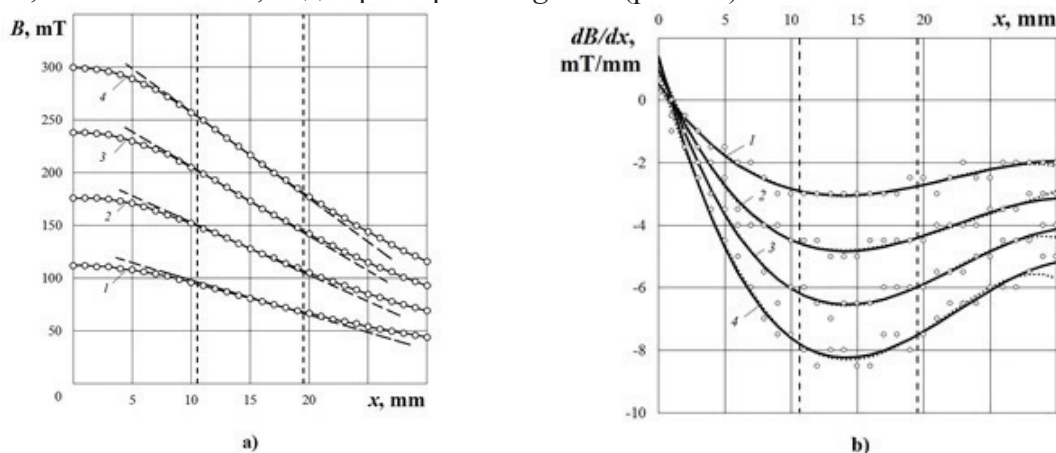


Рис. 2. Координатные характеристики: а) индукции поля B

(точки – эксперимент, линии – расчет по (3) – см. далее по тексту);

б) градиента индукции $gradB$ (точки – результат графического дифференцирования, пунктирные линии – расчет по (4), сплошные линии – расчет по (5) – см. далее по тексту).

$1 - I = 4$ А; $2 - I = 8$ А; $3 - I = 16$ А; $4 - I = 30$ А; $b = 10$ мм.

Чтобы получить характеристики $gradB$, которые дополнительно и наглядно свидетельствуют о рабочих зонах в окрестности экстремума, можно пойти по пути обычного графического дифференцирования характеристик B (рис. 2а). Однако использование такого приема вряд ли оправдано. Так, даже в отсутствие разброса данных B (изображены точками на рис. 2а, погрешность – в пределах цены деления прибора) на рис. 2б все же наблюдается довольно заметный разброс изображенных точками данных $gradB$. Хотя экстремум в «размытом» виде и проявляется, но в отсутствие четкой информации о его абсциссе.

Более предпочтительно представить саму характеристику B (рис. 2а, точки) в виде хорошо аппроксимирующей ее аналитической (феноменологической) зависимости. Тогда посредством последующего математического дифференцирования такой зависимости можно получить довольно точную характеристику $gradB$, причем с четкой идентификацией абсциссы экстремума. Для этого целесообразно прибегнуть, например, к аппроксимации данных B полиномом:

$$B = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 + a_5x^5 + \dots + a_0, \quad (3)$$

ограничиваясь полиномом четвертой, максимум пятой степени.

О результатах аппроксимации данных B можно судить, в частности, по линиям на рис. 2а, получаемым с использованием необходимой для этого программы, например, Excel, Advanced Grapher и пр. для полинома пятой степени (табл. 1) и полинома четвертой степени (табл. 2) при индивидуальных значениях коэффициентов $a_1, a_2 \dots$ и a_0 . Как видно из рис. 2а, соответствующие аппроксимирующие зависимости практически идентичны: линии, их описывающие, не раздваиваются и достаточно точно соответствуют исходным экспериментальным данным.

Располагая аналитическими зависимостями (полиномами) для B типа (3), легко найти характеристики $gradB = dB/dx$. Для полиномов (3) 5-ой и 4-ой степени характеристики dB/dx примут следующий аналитический вид, соответственно:

$$dB/dx = a_1 + 2a_2x + 3a_3x^2 + 4a_4x^3 + 5a_5x^4, \quad (4)$$

$$dB/dx = a_1 + 2a_2x + 3a_3x^2 + 4a_4x^3. \quad (5)$$

Являясь выраженными экстремальными зависимостями (рис. 2б, пунктирная и сплошная линии, соответственно), они почти полностью согласуются между собой и с результатами графического дифференцирования (рис. 2б, точки).

Заметным является взаимное расхождение (4) и (5) лишь при сравнительно высоких и низких (здесь даже с изменением знака) значениях x (рис. 2б). Однако с учетом того, что эти значения совершенно не представляют интерес для решения поставленной задачи (в отличие от столь необходимых значений x , близких к абсциссе экстремума $x = x_{extr}$), при обработке данных B (рис. 2а) предпочтение следует все же отдать полиному (3) 4-ой степени. Он более простой и к тому же позволяет получить выражение для требуемой абсциссы экстремума $x = x_{extr}$ характеристики $gradB$ (рис. 2б) в аналитическом виде.

Действительно, если провести дифференцирование уравнения (5) и обнулить полученное выражение, т.е.

$$2a_2 + 6a_3x_{extr} + 12a_4(x_{extr})^2 = 0, \quad (6)$$

то из установленного квадратного уравнения (6) последует выражение:

$$x_{extr} = \left(-6a_3 + \sqrt{36a_3^2 - 96a_2a_4} \right) / 24a_4, \quad (7)$$

по которому можно вычислять абсциссы экстремумов x_{extr} параметра $gradB$.

Результаты вычислений, содержащиеся в табл. 2, в точности согласуются с результатами, которые непосредственно дает программа Advanced Grapher и к тому же остаются

Таблица 1. Коэффициенты $a_1 \dots a_5$ и a_0 для полинома (3) 5-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (4); $b = 10$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	$a_5 \cdot 10^{-6}$	a_0	x_{extr}
4	0.3421344	-0.2585787	0.006557	0.3289165	-2.0220361	111.8204351	14.0
8	1.2058422	-0.5444411	0.0220848	-3.8741923	2.6581823	175.7026803	13.97
16	1.0471907	-0.5893002	0.0166821	-0.35620374	-2.7787704	237.6121917	14.25
30	0.9049452	-0.6779417	0.0161148	1.2752554	-5.7270634	299.2743768	14.23
							14.11

Таблица 2. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 10$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	a_0	x_{extr}
4	0.5196166	-0.3027097	0.0105708	-1.1876106	111.6832198	13.87
8	0.9725229	-0.4864262	0.0168083	-1.8805555	175.8830645	14.09
16	1.2910945	-0.6499469	0.022198	-2.4402816	237.4236243	14.18
30	1.4076324	-0.8029349	0.027483	-3.0200421	298.8857383	14.12
						14.06

весьма близкими между собой (отличие от среднего значения – до 1.4%), несмотря на широкий диапазон изменения токовой нагрузки. Следует подчеркнуть, что весьма близки между собой (отличие от среднего значения – до 1%) и абсциссы экстремумов $gradB$ в случае обработки данных B (рис. 2а) полиномом (3) 5-ой степени (табл. 1, результаты – из программы Advanced Grapher). Отметим также, что абсциссы экстремумов $gradB$ для полинома (3) 4-ой степени (табл. 2) и полинома 5-ой степени (табл. 1) сходны между собой (по средним значениям различие до 0.4%).

Протяженность же самой рабочей зоны, т.е. зоны практически стабильного значения параметра $gradB$ (по x) – порядка 8-10 мм (при указанном выше значении взаимного удаления полюсов $b = 10$ мм – от 10-11 до 19-20 мм). Это отчетливо видно уже на рис. 2а, где штриховые прямые линии показывают возможность линейной аппроксимации участков зависимостей B от x в окрестности точки их перегиба. Соответствующий интервал x выделен штриховыми вертикалями. Кроме того, это наглядно прослеживается на рис. 2б по выделенному интервалу x относительной стабильности величины dB/dx в окрестности экстремумов зависимостей dB/dx от x .

4. О характеристиках индукции и ее градиента между сферическими полюсными наконечниками при их различном взаимном удалении

Описанные выше характеристики индукции поля и градиента индукции (рис. 2) получены для частного случая взаимного удаления полюсных наконечников $b = 10$ мм. Более полная информация о возможности идентификации рабочей зоны должна последовать из аналогичных исследований, выполненных при иных значениях b .

На рис. 3а–8а (точки) приведены результаты измерений индукции поля B на различном расстоянии x от осевой линии полюсов, при различных значениях тока питания I обмотки в плоскости симметрии области между теми же полюсными наконечника-

ми-полусферами (диаметр 100 мм), но взаимно удаленными на то или иное, отличное от предыдущего, расстояние b . Как и ранее, отчетливо проявляется перегиб характеристик B , что подтверждает возможность линейной аппроксимации данных в окрестности точки перегиба и, следовательно, получения экстремальных характеристик $gradB$.

Для нахождения таких характеристик, игнорируя не оправдывающее себя здесь графическое дифференцирование экспериментальных характеристик B , целесообразно прибегнуть сначала к аппроксимации данных B полиномом (3), причем ограничиваясь полиномом 4-ой степени (рис. 3а–8а). Это позволяет воспользоваться выражениями (5) и (7) для получения характеристик $gradB$ и абсцисс их экстремумов x_{extr} .

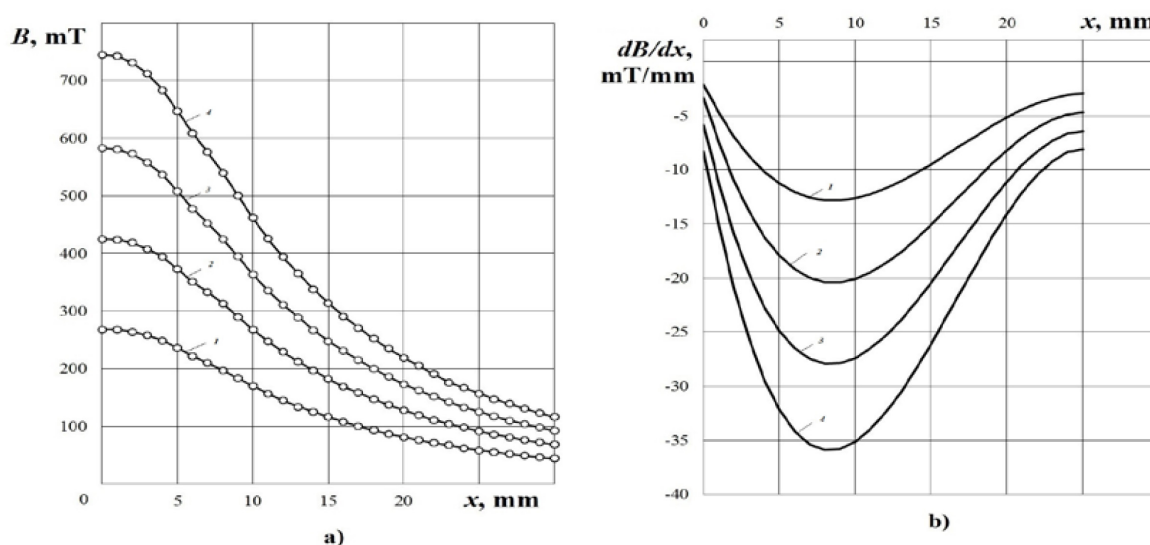


Рис. 3. Координатные характеристики:

- а) индукции поля B : точки – эксперимент, линии – расчет по (3);
 б) градиента индукции $gradB$: линии – расчет по (5).
 $I - I = 4$ А; $2 - I = 8$ А; $3 - I = 16$ А; $4 - I = 30$ А; $b = 3.5$ мм.

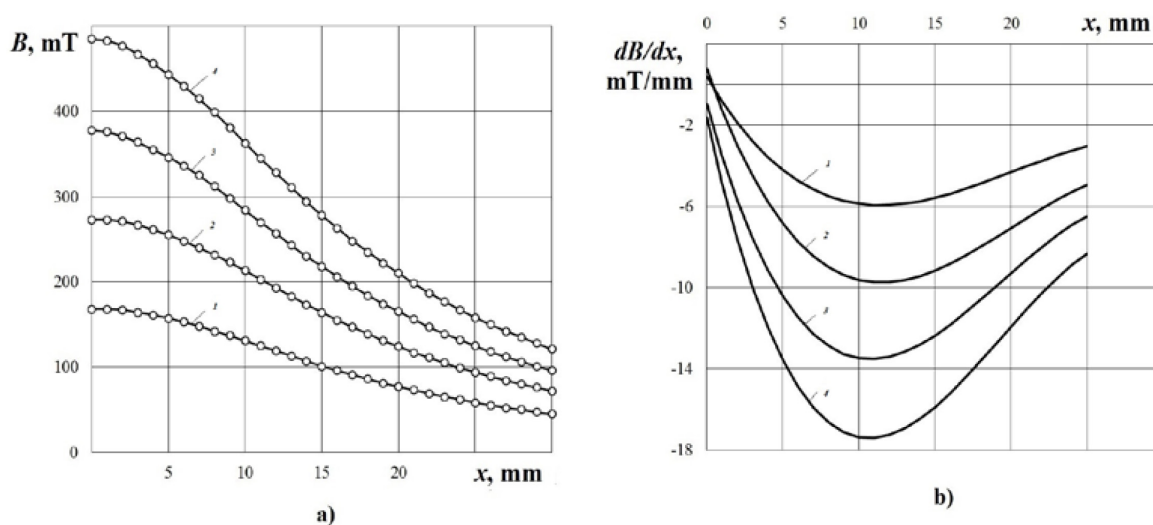


Рис. 4. Координатные характеристики при $b = 6$ мм.
 Обозначения аналогичны рис. 3.

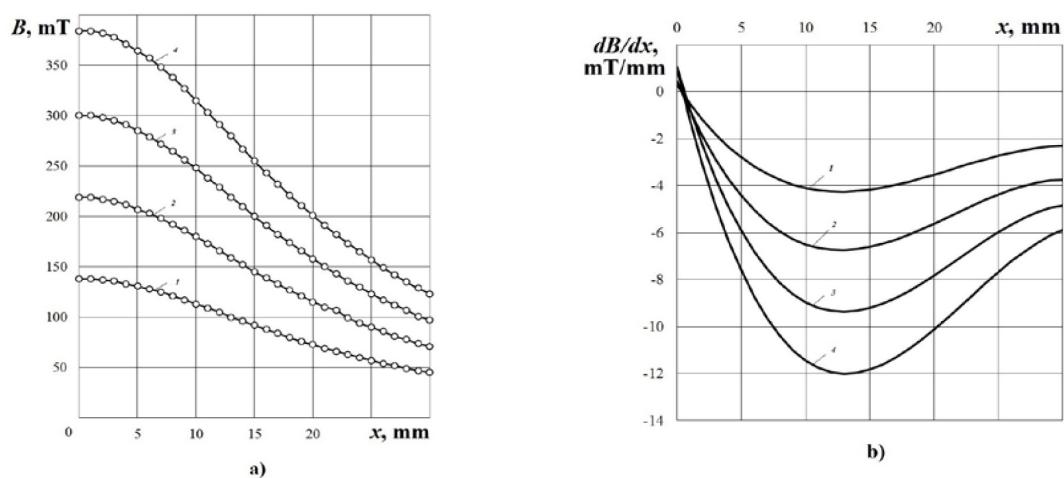


Рис. 5. Координатные характеристики при $b = 8$ мм.
Обозначения аналогичны рис. 3.

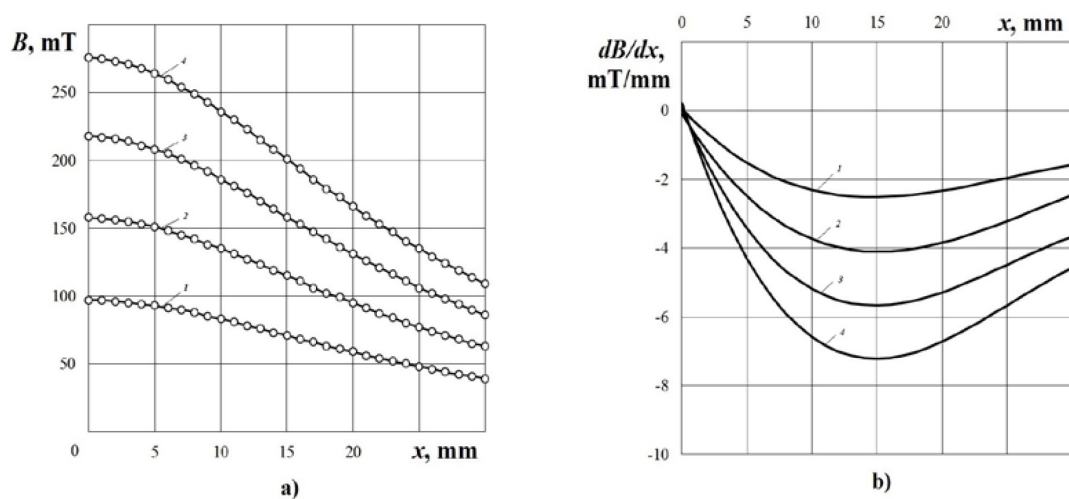


Рис. 6. Координатные характеристики при $b = 11.5$ мм.
Обозначения аналогичны рис. 3.

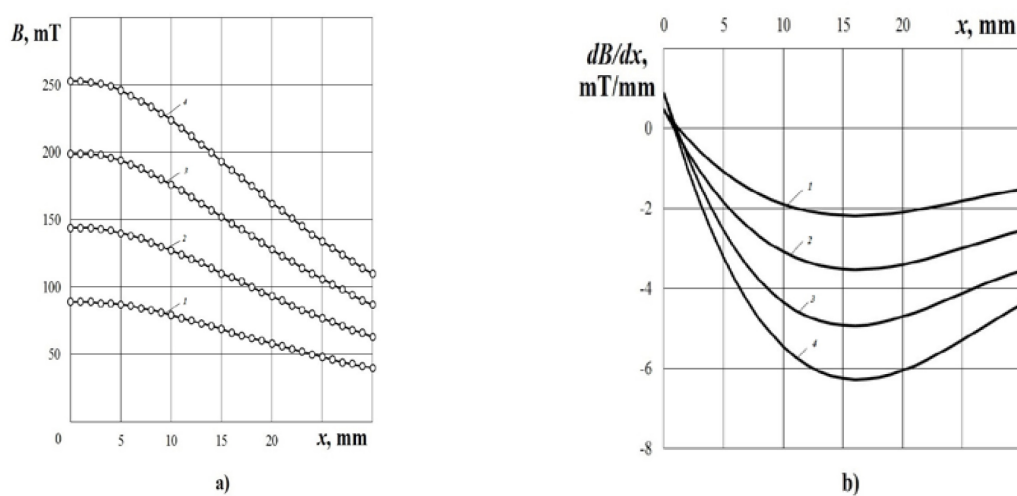


Рис. 7. Координатные характеристики при $b = 13$ мм.
Обозначения аналогичны рис. 3.

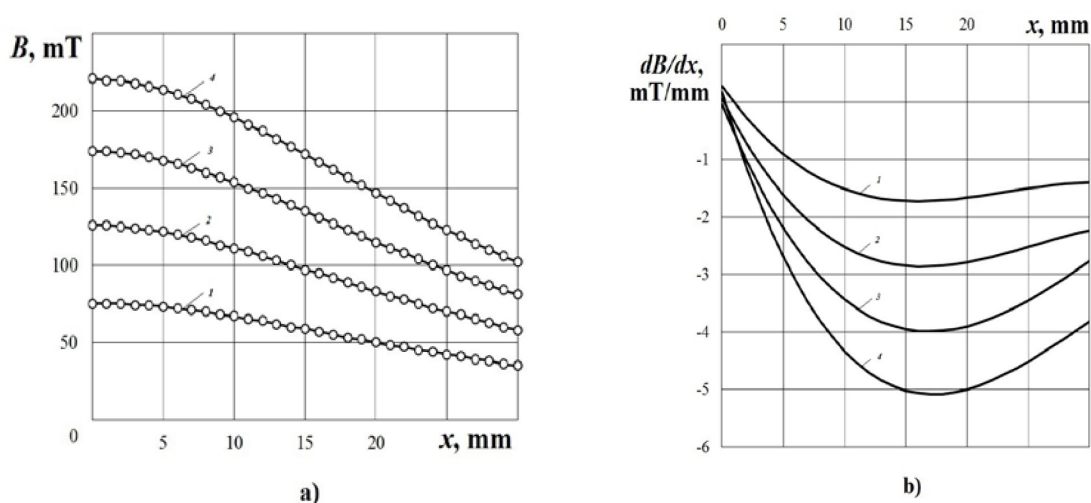


Рис. 8. Координатные характеристики при $b = 15$ мм.
Обозначения аналогичны рис. 3.

Соответствующие характеристики $gradB$ показаны на рис. 3б–8б. Данные x_{extr} содержатся в табл. 3–8, при этом результаты расчета по формуле (7), как и ранее, согласуются с результатами, которые непосредственно дает программа. Эти данные для каждого значения b остаются весьма близкими между собой (отличие от среднего значения до 5%), несмотря на широкий диапазон изменения токовой нагрузки.

Таблица 3. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 3.5$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	a_4	a_0	x_{extr}
4	-2.1202999	-1.4164925	0.0740774	-0.0011025	271.8367043	8.55
8	-3.3556736	-2.2557458	0.118029	-0.001758	430.6479645	8.55
16	-5.8712794	-2.9654952	0.1574017	-0.002359	591.0292824	8.39
30	-8.3016899	-3.7361271	0.1995795	-0.0029951	755.9803562	8.32
						8.45

Таблица 4. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 6$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	a_0	x_{extr}
4	0.3737811	-0.6382247	0.0260467	-3.256738	168.2018932	11.44
8	0.7716303	-1.0601878	0.0431712	-5.3834904	273.0586942	11.46
16	-0.9858022	-1.3389038	0.0574855	-7.4142012	377.9734345	10.74
30	-1.6497584	-1.6949379	0.0731517	-9.4550326	485.7462696	10.66
						11.08

Таблица 5. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 8$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	a_0	x_{extr}
4	0.2925186	-0.4155239	0.0154567	-1.7958737	138.0570122	12.72
8	0.4581271	-0.6585596	0.0245284	-2.8622448	218.9531439	12.73
16	1.0699371	-0.9359993	0.0341451	-3.8831768	299.6555977	12.95
30	1.0108666	-1.1488808	0.0411111	-4.5325416	383.897641	13.10
						12.87

Таблица 6. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 11.5$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	a_0	x_{extr}
4	0.0617524	-0.2028761	0.0065072	-0.65122368	96.8685311	14.74
8	-0.0959533	-0.303703	0.0092366	-0.83979559	157.6727618	15.11
16	0.062403	-0.4487526	0.0143175	-1.431742	217.5882784	14.87
30	0.2141931	-0.579886	0.0184111	-1.8243764	275.4018458	14.90
						14.91

Таблица 7. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 13$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-4}$	a_0	x_{extr}
4	0.4262486	-0.1927864	0.0058346	-0.56757459	88.8496205	16.00
8	0.4547654	-0.291934	0.0087866	-0.85322075	144.0280964	16.12
16	0.8664999	-0.4382663	0.0136864	-1.3972497	198.8536312	15.72
30	0.8664869	-0.5182906	0.0153917	-1.4561138	252.6906374	16.17
						16.0

Таблица 8. Коэффициенты $a_1 \dots a_4$ и a_0 для полинома (3) 4-ой степени и абсциссы экстремумов (x_{extr} , мм) зависимости (5); $b = 15.3$ мм

I, A	a_1	a_2	a_3	$a_4 \cdot 10^{-5}$	a_0	x_{extr}
4	0.2757113	-0.1509497	0.0047744	-5.0953657	74.8838408	16.01
8	0.0560878	-0.2113118	0.0063297	-6.2024254	125.9145032	16.40
16	-0.0404486	-0.2649482	0.0070865	-5.5187747	174.1185527	16.92
30	0.1663572	-0.353642	0.0096893	-8.2637042	220.6803088	17.23
						16.64

Располагая данными x_{extr} , полученными при различных значениях взаимного удаления полюсных наконечников b , содержащимися в табл. 2–8 и отчетливо проявляющимися на рис. 2б–8б, необходимо отметить следующее. При увеличении b протяженность рабочей зоны остается примерно одинаковой – до 8–10 мм, но ее местоположение, судя по значениям x_{extr} , смещается в сторону больших значений x (рис. 9а).

Обработка данных показывает, что они достаточно хорошо квазилинеаризуются в полулогарифмических координатах (рис. 9б), демонстрируя тем самым склонность к логарифмической функции:

$$x_{extr} = x_* \ln \frac{b}{b_*}, \quad (8)$$

где феноменологические параметры x_* и b_* составляют здесь: $x_* = 5.67$ мм и $b_* = 0.817$ мм.

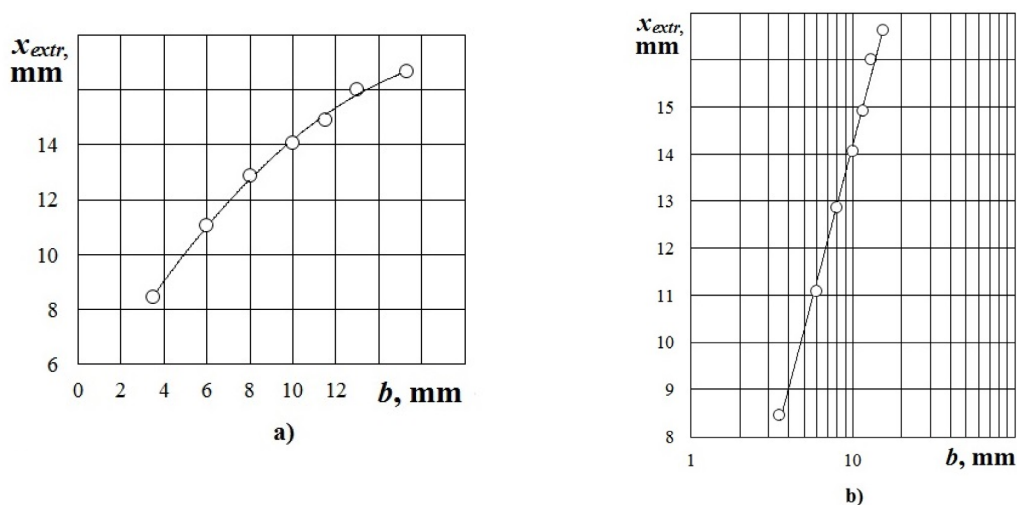


Рис. 9. Зависимость абсциссы экстремума градиента индукции (условного центра рабочей зоны) от взаимного удаления полюсных наконечников (а) и иллюстрация квазилинеаризации этих данных в полулогарифмических координатах (б).

Заключение

На примере полюсных наконечников сферической формы, рекомендованных к использованию в весах Фарадея, предложен и реализован подход к идентификации рабочей зоны, т.е. зоны, в пределах которой следует размещать малый образец для изучения его магнитной восприимчивости. Он основан на получении и анализе координатной характеристики индукции B или напряженности H поля в межполюсной области. Такая характеристика должна обязательно иметь перегиб, что одновременно позволяет говорить о принципиальной пригодности наконечников для весов Фарадея. В окрестности перегиба соответствующий участок характеристики B поддается искусственной линеаризации, что свидетельствует о практически стабильных значениях параметра $gradB$ в окрестности экстремума соответствующей характеристики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-60034 мол а_дк и Минобрнауки РФ по Госзаданию в сфере научной деятельности № 9.9626.2017

Литература:

1. Nandy K., Chaudhuri S., Ganguly R. [et al.] Analytical model for the magnetophoretic capture of magnetic microspheres in microfluidic devices // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2008. V. 320. Is. 7. P. 1398–1405.
2. Kawano M., Watarai H. Two-dimensional flow magnetophoresis of microparticles // Analytical and Bioanalytical Chemistry. 2012. V. 403. Is. 9. P. 2645–2653.
3. Sandulyak A.A., Sandulyak A.V., Fethi B.M. Belgacem, Kiselev D.O. Special solutions for magnetic separation problems using force and energy conditions for ferro-particles capture // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2016. V. 401. P. 902–905.
4. Patent USA № 4492921. Sandulyak A.V., Garaschenko V.I., Korkhov O.J. Method of determining the quantity of solid fraction of ferromagnetic matter in a fluid. 1985.

5. Чечерников В.И. Магнитные измерения (изд. 2-е, доп. и перераб.). М.: Изд-во МГУ, 1969. 388 с.
6. Карасик В.Р. Физика и техника сильных магнитных полей. М.: Наука, 1964. 348 с.
7. Казин П. Е., Кульбакин И.В. Методы исследования магнитных свойств материалов. М.: МГУ, 2011. 34 с.
8. http://www.physchem.chimfak.rsu.ru/Source/special/magnetochem_1.html
9. Сандуляк А.В. Очистка жидкостей в магнитном поле. Львов: Высшая школа, 1984. 167 с.
10. Sandulyak A.V., Sandulyak A.A., Ershova V.A. Magnetization curve of a granulated medium in terms of the channel-by-channel magnetization model (new approach) // Doklady Physics. 2007. V. 52. № 4. P. 179–181.
11. Sandulyak A.V., Sandulyak A.A., Ershova V.A. On the model of channel-by-channel magnetization of a granular medium (with a radial permeability profile of a quasi-continuous channel) // Technical Physics. 2009. V. 54. № 5. P. 743–745.
12. Сандуляк А.А., Ершова В.А., Ершов Д.В. [и др.] О свойствах «коротких» гранулированных магнетиков с неупорядоченными цепочками гранул: поле между гранулами // Физика твердого тела. 2010. Т. 52. Вып. 10. С. 1967–1974.

УДК 338.583

**МЕТОДОЛОГИЯ УПРАВЛЕНИЯ ЗАТРАТАМИ
ПРОМЫШЛЕННОГО ПРЕДПРИЯТИЯ
В СОВРЕМЕННОМ ОБЩЕСТВЕ**

П.П. Лабзунов, д.э.н., профессор

Московский технологический университет, Москва, 119454 Россия

@Автор для переписки, e-mail: rosceka@mail.ru

Трансформация рыночной экономики в условиях информационного общества вызывает необходимость разработки современной методологии управления затратами на промышленных предприятиях. Формирование эффективной системы реально только на базе адаптированных для инновационного развития принципов и методов управления. Эти базисные элементы методологии требуют уточнения. В связи с переходом к рыночным отношениям в экономике России произошли радикальные изменения: изменилась форма собственности и владельцы предприятий, преобразована вся система производственно-общественных отношений, произошел переход от планирования и директивного управления к методам конкуренции и саморегулированию в масштабе национальной экономики. В то же время научная база управления затратами, которую используют предприятия промышленности – и отечественная, и заимствованная – устарела. Вертикальная административная система управления, функционировавшая в СССР, разрушена еще в 90-х годах прошлого века. Промышленные предприятия, крупные компании сохранили лишь отдельные элементы системы управления затратами, они используют главным образом методы лимитирования и контроля затрат, тогда как необходима комплексная система управления затратами. Необходимость организации полноценной системы управления затратами требует обновления и развития методологической базы. Существенные изменения в условиях и характере производственных, управленческих процессов определяют необходимость уточнения задач, непрерывного обновления и совершенствования методологической базы управления затратами. Необходимо учитывать, что совершенствование научной базы и практики управления не происходит одномоментно, а представляет сложный процесс форматирования, апробации и организации системы управления, осуществляется постепенно.

Ключевые слова: методология, принципы управления, управление затратами, методы управления, предприятия, промышленность.

**THE METHODOLOGY OF COST MANAGEMENT
IN THE MODERN SOCIETY**

P.P. Labzunov

Moscow Technological University, Moscow, 119454 Russia

@Corresponding author e-mail: rosceka@mail.ru

The transformation of the market economy in the conditions of information society causes the necessity of development of cost management contemporary methodology. The formation of an effective system is possible only on the basis adapted to the innovative development of the principles and methods of management. These basic elements of the methodology need to be clarified.

In connection with the transition to the market relations in the Russian economy the radical changes occurred: the form of property and owners changed in the majority of economic subjects; the whole system of productive-public relations was transformed; passage from planning and directive management to the competition methods and the self-regulation on a scale of the national economy occurred.

At the same time scientific base of cost management, which industry enterprises use, both domestic and borrowed from the western scientific schools of management, is out-moded. The top-down administrative system for industrial enterprises' activity and cost management, which functioned in the USSR, is destroyed even in the 90's of past century, and industrial enterprises, large companies preserved only the separate elements of cost management system, they mainly use the methods of limitation and expenditures control, while the integrated system for expenditures management is necessary. The need for organising the comprehensive system for cost management requires renovation and development of methodological base.

Contemporary society is increasingly more frequently defined as information-based, so this circumstance gives new quality both to production and to management, increases management capabilities everywhere and by the enterprises' economic activity in particular. But one must take into account, that the improvement of scientific base and management practice doesn't occur simultaneously, but represents the complex process of formatting, approbation and management system organizing, is exercised gradually.

Substantial changes in the conditions and the nature of production, administrative processes determine the need of tasks' refining, continuous renovation and improvement of the methodological base of cost management.

Keywords: methodology, management principles, cost management, methods of management, enterprises, industry.

Актуальность проблемы

Проблема управления затратами имеет жизненно важное значение для предприятий и характеризуется исключительной сложностью, охватывая все стороны хозяйственной деятельности. Стоит напомнить, что в промышленности России (как и других стран) затраты составляют 80–85% стоимости продукции в оптовых ценах предприятий, в то время как прибыль лишь 15–20% [1, с. 62], то есть роль затрат в формировании цен и доходов предприятий гораздо весомее. По существу, процесс совершения затрат представляет собой экономическое содержание производства, поскольку он включает все этапы производства. Под управлением затратами следует понимать непрерывный процесс их учета, анализа, планирования и контроля, результатом которого является выработка управленческих решений, направленных на оптимизацию затрат и их относительную экономию. Полноценное управление организацией требует и управления всеми затратами организации. Необходимо также отметить, что негативные процессы в экономике России, в частности, два экономических кризиса за последние восемь лет и общее замедление развития, придают дополнительную актуальность научным исследованиям в обозначенном направлении.

Замечание о методологии

Научной базой методологии управления служит сочетание принципов и методов управления. Главным условием оптимальности методологии является наибольшее соответствие принципов и методов структуре и содержанию управляемого объекта. Формирование затрат не тождественно процессу производства товара, поскольку экономическое содержание товара не адекватно его потребительскому содержанию, или, если использовать более привычную терминологию, потребительной стоимости. Об этом наглядно говорит, в частности, различие в уровне себестоимости одного и того же товара, выпускаемого на разных предприятиях и имеющего одинаковую потребительную стоимость [2, с. 408]. Поэтому и в управлении затратами необходимы иные акценты, чем в управлении процессом создания товара, целесообразно свое ранжирование и использование принципов и методов производственного менеджмента.

Уточнение цели и задач управления затратами

Приватизация и массовая смена форм собственности, владельцев предприятий (организаций), изменение всей системы общественных отношений привели к изменению цели хозяйственной деятельности (получение прибыли) и вызывают необходимость перестроения задач управления затратами.

Важнейшие задачи управления затратами в условиях современного рынка показаны на рис. 1.

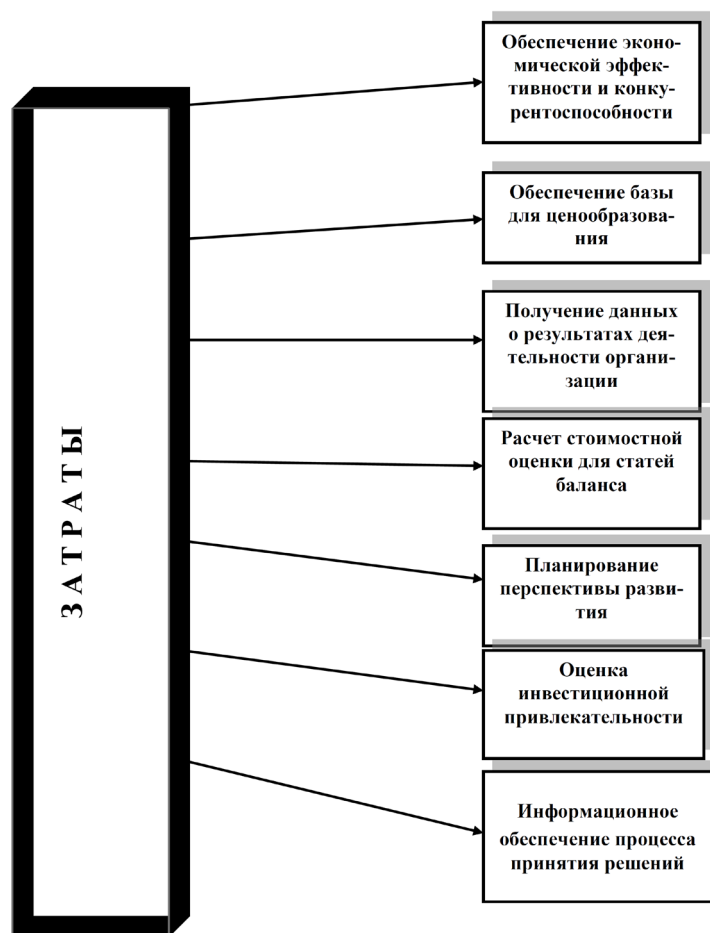


Рис. 1. Задачи управления затратами на предприятиях и организациях различных форм собственности в условиях современного рынка.

Наиболее важное изменение приоритета и содержания задач управления затратами в современной сложной экономической ситуации заключается в том, что для предприятий на первый план выходит задача обеспечения конкурентоспособности [3–8].

Принципы управления

В мировой экономической науке проблемам управления затратами с целью их минимизации уделялось большое внимание с конца XIX – начала XX веков. Первоначальный толчок теоретической разработке проблем и методов управления затратами дали работы Ф. Тейлора, Г. Форда, У. Ганта [9], нашедшие широкое применение в промышленности США и других стран Запада.

В первых фундаментальных исследованиях основное внимание уделялось методам снижения затрат, в частности, нормирования затрат и стимулирования их снижения. Дальнейшее развитие теории и практики управления затратами шло с 30-х годов XX века в направлении выработки систем управления затратами и привело к созданию и практическому применению трех основных систем, использующихся (с некоторыми модификациями) до настоящего времени в промышленности Запада: «стандарт-костса» (нормативного метода), «директ-костинга» и «контроллинга» [6, 7, 9]. Здесь же следует отметить и мировую тенденцию все более активного учета в последние годы в процессах управления затратами такого элемента неоинституциональной экономики, как транзакционные издержки, связанные на предприятиях со сбором и обработкой информации, проведением переговоров и заключением договоров, контролем, юридической защитой выполнения контрактов и прочими действиями, присущими разработке и реализации любого инновационного и экономического проекта [10].

Вполне естественно, что сторонники каждой из названных систем управления затратами доказывают преимущества своего метода. Вместе с тем отметим, что научно-практической базой планирования и управления затратами на промышленных предприятиях в современных условиях выступает грамотное нормирование, которое лежит в основе нормативного метода [1, с. 240–243].

Эволюция школ управления как на Западе, так и в нашей стране происходила уже почти сто лет в аспекте смещения акцентов от конкуренции к сотрудничеству [5, с. 25–32]. Западные школы управления эволюционировали от принципов разделения труда, нормирования, материального стимулирования, иерархии и единоначалия до улучшения социального климата, повышения качества условий труда, применения различных форм мотивации («Школа человеческих отношений», «Поведенческая школа»). В нашей стране (в период существования СССР) принципы сотрудничества и планирования были фактически законом хозяйственной деятельности, реализуемым методами кооперирования, специализации, обмена научно-техническими достижениями и передовым опытом, и это неоценимый вклад советской школы управления в мировую науку.

К. Маркс в критике капитализма максимально использовал замечания своих предшественников и современников, совершенно верно подчеркивая неустойчивый, циклический характер развития, вследствие необузданной алчности предпринимателей, проявляющейся в кризисах и других негативных явлениях [3, 7, 11, 12], но правильных выводов о более совершенной модели развития сделать не смог. Его принципиальные идеи об

отмирании государства и замене частной собственности общенародной собственностью были, как показала жизнь, в **значительной мере** ошибочными.

Особенно это справедливо по отношению к роли государства в будущем. Как можно наблюдать на практике, роль государства в общественной жизни и в том числе в экономике в течение последних 150 лет только усиливается (Китай, Индия, Евросоюз, Япония, Корея и др.) [3, 5, 13]. А это означает, что основу системы управления экономикой составляют общие принципы государственного управления. В промышленности, которая представляет собой сложный комплекс современных отраслей, отличающихся большим своеобразием, как и в других сегментах экономики, целесообразно использование не только основных принципов менеджмента. С целью учета своеобразия необходимо

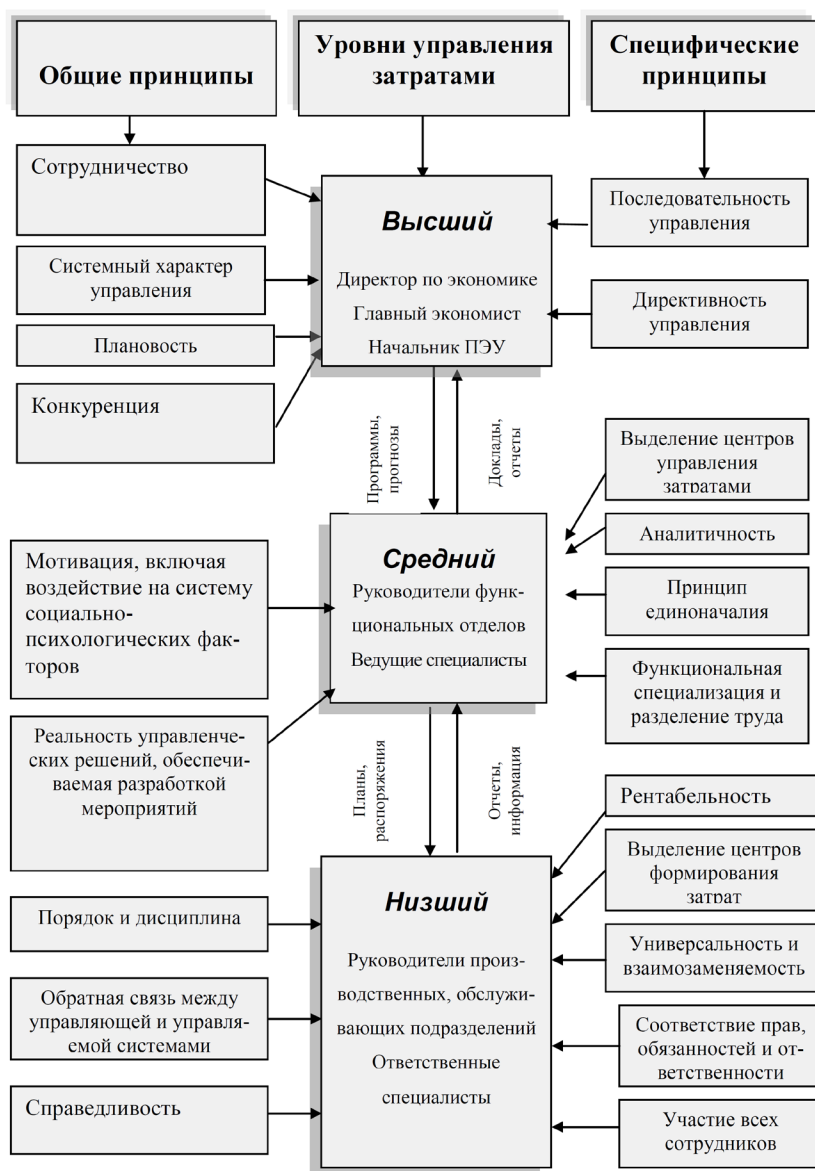


Рис. 2. Классификация принципов управления затратами для предприятий сферы материального производства.

использование дополнительных, специфических принципов, отвечающих особенностям сферы управления [3, 6].

На основе обобщения современной теории и практики управления предлагается классификация важнейших принципов управления затратами для промышленных предприятий, которая показана на рис. 2.

Методы управления

В современной теории и практике управления сложились два принципиально различающихся подхода к управлению хозяйственными системами; им соответствуют и определенные механизмы управления.

Первый из них называют чаще всего командно-административным, второй – адаптивно-демократическим. В наиболее всеобъемлющем виде командно-административный механизм управления функционировал в СССР, а до последнего времени – в Китае. Эффективно следует признать, что в определенные периоды времени эта система давала высокие результаты в экономическом, научном и культурном развитии. Адаптивно-демократический, или рыночный, механизм управления господствовал в XX веке в США, Канаде, в послевоенный период (с 50-х годов) в Западной Европе, и также в отдельные периоды приносил высокие экономические результаты. Однако циклы подъема прерывались моментами стагнации или даже спада, что наблюдалось в 2001–2002, 2009–2015 гг. в США, Японии и Западной Европе [5, 7, 11]. Следовательно, как командно-административная, так и демократическая системы управления способны дать высокие экономические результаты, но не всегда. В большинстве стран мира, в том числе в странах Евросоюза, современный механизм управления экономикой следует оценивать как смешанный.

Сравнивая две основные системы управления, можно заключить, что принципиальное различие им придают методы управления: в одном случае это преимущественно (или исключительно) командно-распорядительные, в другом – рыночные, или экономические, методы. Следовательно, эффективность механизму управления предприятием придает умелое применение методов в определенном сочетании [1, 3, 4, 11, 14].

С позиций общей теории управления используется классификация методов управления на общенаучные, методы управления функциональными подсистемами организации, методы выполнения функций управления, методы принятия управленческих решений [1, 5, 7]. В теоретическом смысле для осуществления всех функций управления затратами (анализа, учета, планирования и калькулирования, организации, координации, мотивации, контроля) используются разнообразные методы управления, поэтому необходима классификация характерных, специфичных для данной сферы управления методов, которая имеет не только научное, но и практическое значение. Предлагаемая автором классификация методов управления затратами приведена в следующей схеме (рис. 3).

Переход к информационному обществу расширяет возможности применения разнообразных методов в управлении затратами и тем самым улучшает условия для инновационного развития. Важно, чтобы управленческие кадры соответствовали современным требованиям и были ориентированы прежде всего на инновационное развитие промышленного производства, на повышение его эффективности путем постоянного соизмерения достигнутых результатов с затратами на их получение и минимизацию последних.

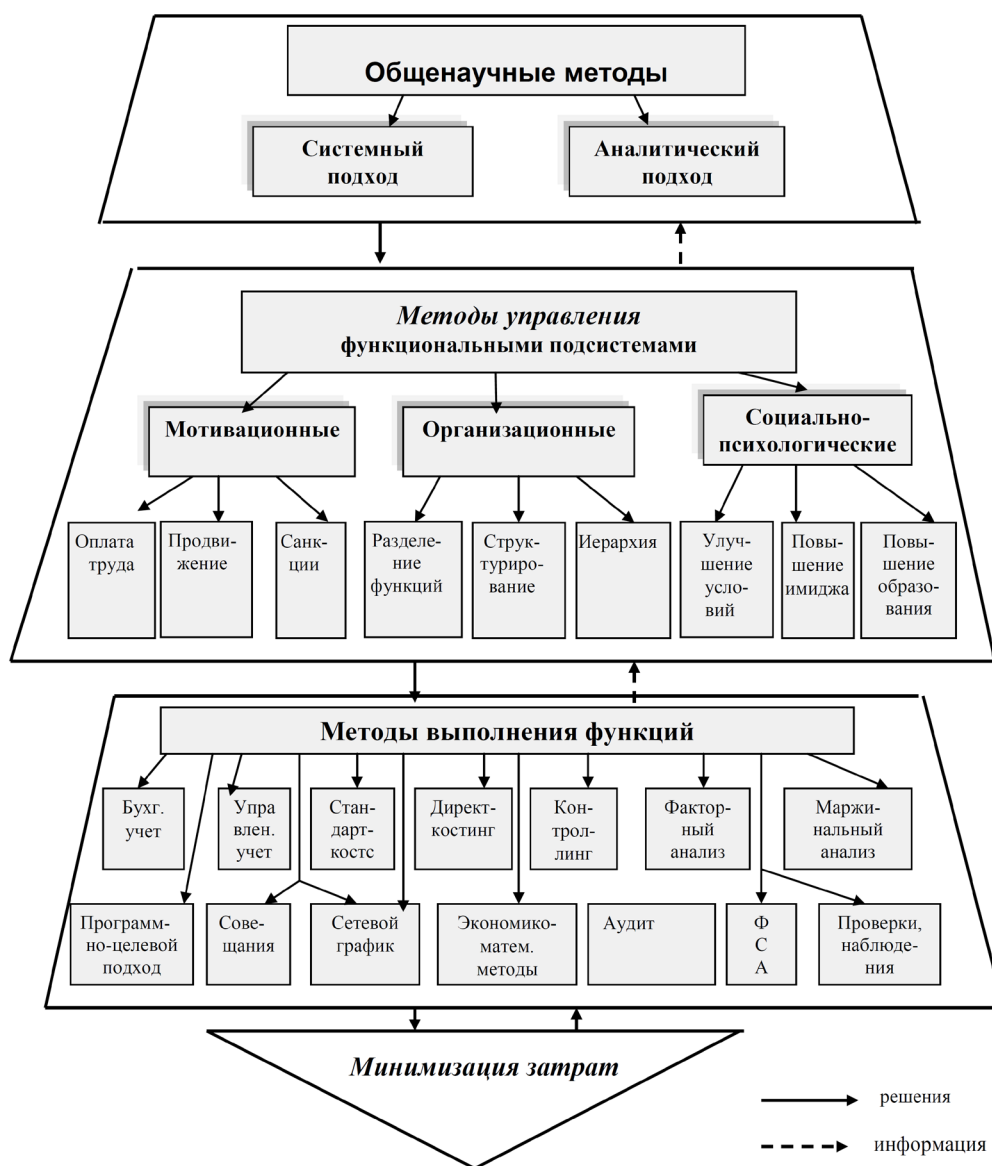


Рис. 3. Классификация методов управления затратами для предприятий промышленности

Литература:

1. Лабзунов П.П. Управление ценами и затратами в современной экономике. М.: Книжный мир, 2013. 288 с.
2. Лабзунов П.П., Тумин В.М., Костромин П.А. Функции управления затратами в информационной экономике // Экономика и предпринимательство. 2016. № 10-2 (75-2). С. 406–410.
3. Антонов Г.Д., Иванова О.П., Тумин В.М. Стратегическое управление организацией: учеб. пособие для вузов. М.: ИНФРА-М, 2013. 239 с.
4. Антонов Г.Д., Иванова О.П., Тумин В.М. Управление конкурентоспособностью организаций: учеб. пособие для вузов М.: ИНФРА-М, 2014. 300 с.
5. России нужна другая модель развития: сборник трудов «Школы управляемой экономики» № 1 / Под ред. П.П. Лабзунова. М.: Ленанд, 2014. 144 с.

6. Управление затратами на предприятии: учебник (под общей ред. Г.А. Краюхина). СПб.: ИД «Бизнес-пресса», 2004. 277 с.
7. Управление организацией: учебник / Под ред. А.Г. Поршнева, З.П. Румянцевой, Н.А. Саломатина. М.: ИНФРА-М, 2009. 669 с.
8. Тумин В.М., Антонов Г.Д., Иванова О.П., Трифонов В.А. Антикризисное управление организацией: учеб. пособие для вузов. М.: ИНФРА-М, 2014. 142 с.
9. Файоль А., Эмерсон Г., Тэйлор Ф., Форд Г. Управление – это наука и искусство. Сб./сост. Г.Л. Подвойский. М.: Республика, 1992. 349 с.
10. Сыров М.В., Тумин В.М., Тумина Т.А. Трансакционные издержки инновационного процесса. М.: Изд-во МГОУ, 2008. 172 с.
11. Лабзунов П.П., Ильиных Л.В., Сухарев О.С. Совершенствование механизма управления экономикой России // Микроэкономика. 2014. № 3. С. 117-120.
12. Тумин В.М., Костромин П.А., Вихрова А.С. Зарубежная и отечественная практика управления устойчивым развитием промышленных предприятий на основе повышения информационной прозрачности ведения бизнеса // Российский технологический журнал. 2016. Т. 4. № 1 (10). С. 71–85.
13. Коряков А.Г. Роль государства в обеспечении устойчивого развития отраслей экономики // Национальная безопасность/nota bene. 2012. № 4. С. 4–12.
14. Стивенсон Дж.В. Управление производством. М.: БИНОМ, 1999. 928 с.