

ISSN 0033-8494

Том 68, Номер 2

Февраль 2023



РАДИОТЕХНИКА и ЭЛЕКТРОНИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 2, 2023

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Электродинамическое моделирование двухслойной линзы Моргана на основе связанных плоских волноводов

С. Е. Банков, М. Д. Дупленкова 107

Влияние сильного локального атмосферного возмущения на характеристики распространения низкочастотных электромагнитных волн в ионосфере Земли

А. В. Мошков 121

Композиционный радиопоглощающий материал на основе резистивных колец

В. И. Пономаренко, И. М. Лагунов 127

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Однопозиционная пассивная локация источника излучения с криволинейным движением и учетом эволюции периода сигнала в точке приема

Ю. Г. Булычев, А. А. Мозоль 131

Метод авторегрессионного моделирования речевого сигнала с использованием огибающей периодограммы Шустера в качестве опорного спектрального образца

В. В. Савченко 138

Множества недвоичных последовательностей с низким уровнем взаимной корреляции для систем передачи цифровой информации

В. Г. Стародубцев 146

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

Фотоиндуцированная микроволновая диэлектрическая проницаемость полупроводников: экситонный механизм

В. С. Бутылкин, П. С. Фишер, Г. А. Крафтмахер, Ю. Н. Казанцев, Д. С. Каленов, В. П. Мальцев, М. П. Пархоменко 152

Влияние упругих резонансов подложки на ферромагнитный резонанс в пленках железоиттриевого граната

П. М. Ветошко, В. С. Власов, В. Г. Шавров, В. И. Шеглов 157

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

Экспериментальное исследование относительной схемы передачи на хаотических радиоимпульсах

А. С. Дмитриев, Т. И. Мохсени, М. М. Петросян 165

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Диэлектрический волновод из высокоомного кремния и элементная база на его основе

М. П. Пархоменко, Д. С. Калёнов, И. С. Еремин, Н. А. Федосеев

171

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Влияние спонтанного излучения на автоколебания в волоконных лазерах с микрооптомеханическими резонансными структурами

Ф. А. Егоров, В. В. Никитин, В. Т. Потапов

177

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Фотонный аналогово-цифровой преобразователь с электронным квантованием и оптической выборкой на скорости до 10 Гвыб/с

*М. С. Дадашев, Д. С. Земцов, Е. Ю. Злоказов, В. А. Небавский, В. Г. Осипов,
П. А. Павлов, А. С. Романов, Р. С. Стариков, И. Ж. Хафизов*

188

Активные полосно-заграждающие РС-фильтры четвертого порядка с регулируемой полосой задерживания и неравномерностью амплитудно-частотной характеристики

Д. Ю. Денисенко, Н. Н. Прокопенко

195

Автономная система сбора и преобразования энергии на основе биотопливного элемента

В. В. Колесов, А. В. Смирнов, М. М. Серебров, В. В. Кашин, Ю. В. Плеханова, А. Н. Решетилов

202

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХСЛОЙНОЙ ЛИНЗЫ МОРГАНА НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДОВ

© 2023 г. С. Е. Банков^а, *, М. Д. Дупленкова^а

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 28.02.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Исследована многолучевая антенна на основе двухслойной линзы Морган в виде связанных через частопериодическую решетку плоских волноводов. Рассмотрены вопросы синтеза линзы. Построена аналитическая модель связанных плоских волноводов, использующая эквивалентные граничные условия, которая верифицирована путем электродинамического моделирования в системе HFSS. Предложена приближенная электродинамическая модель антенны, основанная на представлении электромагнитного поля в структуре в виде радиальных волн связанных плоских волноводов основного типа. Показано, что в двухслойной линзе существенно ослаблен эффект ее затенения облучателями, что позволяет сформировать систему лучей с веерными диаграммами направленности, обеспечивающую обзор пространства в секторе азимутальных углов 360° . Продемонстрирована возможность формирования узких лучей с низким уровнем бокового и заднего излучения.

DOI: 10.31857/S0033849423020018, EDN: LBSBMU

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Планарные квазиоптические устройства активно используются в антенной технике и технике СВЧ для формирования заданного распределения поля. Среди них мы можем отметить планарное зеркало [1] и линзу [2], предложенные в середине XX в.

Интерес к планарным квазиоптическим структурам повысился в последние десятилетия благодаря развитию технологии печатных схем СВЧ. Комбинация этой технологии с оптическими принципами преобразования поля порождает новые типы планарных линз, зеркал, фильтров и т.д. [3]. Можно отметить ряд планарных рефлекторов на основе технологии substrate integrated waveguides (SIW) [4–6]. Оффсетное параболическое зеркало этого типа было рассмотрено в [4]. Более сложная двухзеркальная планарная система Грегори представлена в [5]. Перспективным решением является применение многослойных структур, таких как исследованное в работе [6] двухслойное зеркало типа пиллбокс.

В последнее время печатные планарные линзы с метаповерхностями являются объектом интенсивного исследования. Интерес к ним обусловлен возможностью создания эффективных и технологичных планарных линз. Теоретические исследова-

ния и практические разработки планарных линз с метаповерхностями, среди которых можно отметить интересные для практических применений линзы Люнебурга, представлены в работах [7–12].

Как отмечено выше, популярность структур с метаповерхностями обусловлена их технологичностью. Однако мы должны также отметить большие успехи в области 3D-печати [13], существенно расширяющие класс интересных для практики объектов. Многие структуры, которые ранее оценивались как неперспективные из-за их низкой технологичности, сейчас находят применение. Следует отметить, что параметры поверхностных волн могут контролироваться не только при помощи метаповерхностей, но также путем изменения толщины и проницаемости диэлектрической пластины, в которой они распространяются. Такие способы управления полностью соответствуют возможностям трехмерной печати. Линзы данного типа имеют большие преимущества в силу существенно меньших тепловых потерь по сравнению с линзами на метаповерхностях.

Среди квазиоптических структур, перспективных для 3D-печати, можно отметить анизотропную линзу Люнебурга [14], которая традиционно используется в качестве базового элемента для построения многолучевых антенн (МА). Благодаря

своей симметрии она не имеет оптических аберраций, что потенциально позволяет создавать МА с сектором обзора в 360° , а это весьма важно для систем связи с пространственным разделением сигналов. Однако возможности традиционных градиентных линз (линза Люнебурга — это частный случай градиентной линзы) существенно ограничены эффектом затенения. Кроме линзы, МА содержит систему облучателей, которая препятствует нормальному излучению в свободное пространство, когда облучатели заполняют сектор углов в 360° . Во многих случаях для устранения эффекта затенения сектор обзора приходится уменьшать до 90° . Таким образом, возможности градиентных линз используются далеко не полностью.

Применение двух одинаковых градиентных линз, соединенных при помощи системы направленных трехдецибельных ответвителей было предложено в работе [15]. Эта структура получила название двухлинзовой МА. В такой антенне линзы изолированы друг от друга, а связь между ними обеспечивается при помощи кольцевой решетки направленных ответвителей. Двухлинзовая МА преобразует цилиндрическую волну, создаваемую облучателем в одной из линз, например в нижней, в волну с плоским фазовым фронтом в верхней линзе, из которой происходит излучение в свободное пространство. По этой причине облучатели МА не мешают излучению и, таким образом, устраняется эффект затенения. Потенциально двухлинзовая МА обеспечивает одновременный обзор пространства в полном секторе азимутальных углов, равном 360° .

Двухслойная линза Люнебурга, предложенная в работе [16], является развитием двухлинзовой МА [15]. Планарные линзы в этой структуре имеют распределенную связь, которая обеспечивает передачу электромагнитной энергии с одного слоя структуры на другой. В результате необходимость в использовании решетки направленных ЗдБ-ответвителей отпадает, что значительно упрощает конструкцию МА.

Идея двухслойной линзы была развита в работе [17], в которой рассмотрен синтез двухслойной линзы Моргана. Линза Моргана является обобщением линзы Люнебурга, синтез которой описан в [18]. В работе [17] показано, что с точки зрения удобства практической реализации линза Моргана имеет ряд преимуществ перед линзой Люнебурга, а также показано, что двухслойная линза Моргана обеспечивает точное выполнение фазовых условий синтеза для поля излучения. Условие полной передачи энергии с одного слоя на другой выполняется приближенно. Однако возникающие при этом потери могут быть уменьшены до пренебрежимо малых значений в 0.2 дБ.

В работе [19] путем электродинамического моделирования исследуется двухслойная линза Мор-

гана на основе двух связанных радиально неоднородных планарных диэлектрических волноводов с переменными толщиной и расстоянием между ними. Такая структура может быть изготовлена методами 3D-печати. Ее достоинством является простота организации распределенной связи, которая в случае открытых диэлектрических волноводов не требует использования специальных элементов. Она возникает при простом сближении волноводов. Показано [19], что применение двухслойной конструкции позволяет существенно ослабить эффект затенения линзы облучателями и расширить сектор обзора в азимутальной плоскости до 360° .

Данная работа продолжает исследования, представленные в [17, 19]. В ней рассматривается двухслойная линза Моргана на основе двух связанных плоских волноводов (ПВ). Под ПВ мы понимаем волноведущую структуру, образованную двумя параллельными металлическими экранами. Внутри ПВ расположен радиально неоднородный диэлектрический диск, который выполняет функцию линзы Моргана. Таким образом, в общем случае ПВ имеет частичное заполнение диэлектриком, которое выбирается таким образом, чтобы эффективная проницаемость ПВ ϵ_e в каждой точке пространства совпадала с синтезированным согласно [18] значением. Распределенная связь между ПВ образуется за счет того, что они имеют общий экран, выполненный в виде двумерной ленточной решетки с малым относительно длины волны периодом.

Строго говоря, толщина диска должна изменяться непрерывно. Однако на практике удобно изготовить такой диск в виде набора тонких диэлектрических слоев. Для этого возможно использовать стандартные диэлектрические подложки, например Rogers Duroid 5880 толщиной 0.125 (здесь и далее все размеры приводятся в миллиметрах). Поэтому в данной работе мы ограничимся анализом структуры с дискретным изменением толщины диска.

Практика показала, что использование стандартных средств электродинамического моделирования для расчета параметров антенны данного типа крайне затруднительно. Проблема состоит в том, что в отличие от работы [19] данная линза имеет не только большой электрический размер, но и состоит из множества электрически малых ячеек — периодов решетки. Каждый из них представляет собой достаточно сложный объект, описание которого с высокой точностью требует использования сеток с ячейками, много меньшими периода решетки. В результате общее число ячеек, необходимых для анализа всей антенны данного типа, в целом многократно превосходит число ячеек, использованных в [19]. Такой рост размерности решаемой задачи создает не только

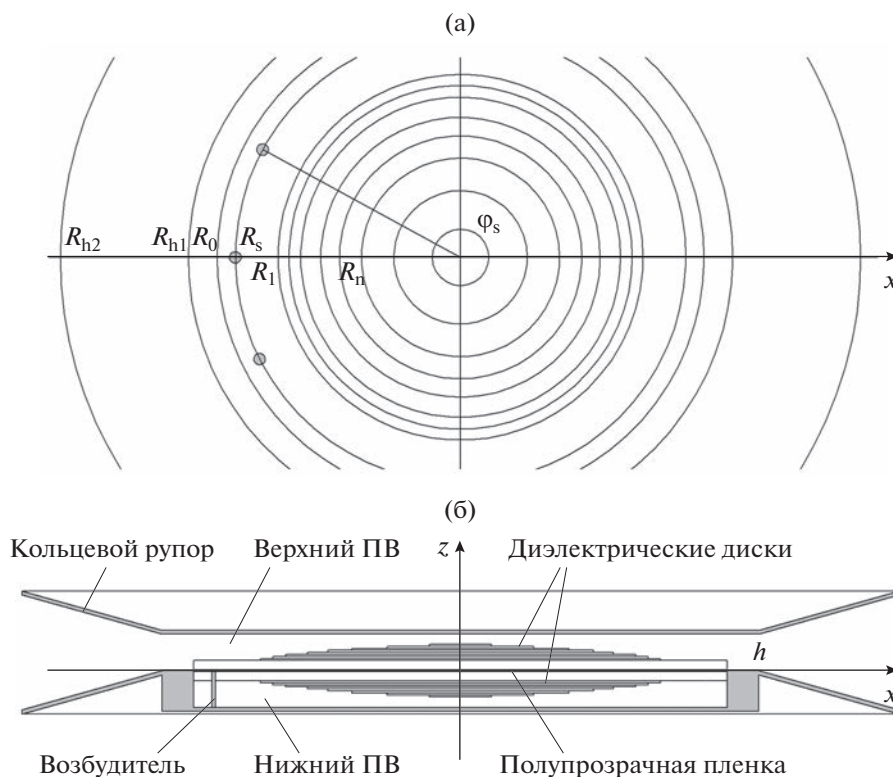


Рис. 1. Исследуемая структура: а – вид сверху, б – вид сбоку.

количественные трудности, связанные с ростом времени решения, но и часто делает его невозможным в принципе, так как даже просто создание геометрии объекта требует слишком большого объема оперативной памяти компьютера.

Цель данной работы – создать специализированный метод электродинамического моделирования структур, аналогичных обсуждаемой линзе Моргана.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Анализируемая в данной работе структура (рис. 1а, 1б) состоит из двух планарных линз, расположенных симметрично относительно плоскости XOY внутри нижнего и верхнего плоских волноводов (ПВ). Высота ПВ – h . Каждая линза формируется системой соосных диэлектрических дисков, имеющих одинаковую толщину d_0 . Диски характеризуются радиусами R_n , $n = 0, 1, \dots, N$. Внешняя граница линзы имеет радиус R_0 . Как отмечалось в работе [19], для применения в двухслойной линзе лучше подходит линза Моргана [18], имеющая оболочку с постоянным коэффициентом преломления. Она располагается в области $R_1 < r < R_0$, где r – радиальная координата. В области оболочки диск имеет толщину d_c , большую d_0 . Здесь индекс c

означает, что величина относится к оболочке линзы. Для простоты считаем, что $d_c = m d_0$, где m – целое число. В этом случае оболочка может быть сформирована в виде набора дисков стандартной толщины радиусом R_0 .

Верхний и нижний ПВ разделены полупрозрачной пленкой в виде двумерной периодической решетки (рис. 2). Решетка является изотропной в плоскости XOY структурой, так как она имеет оди-

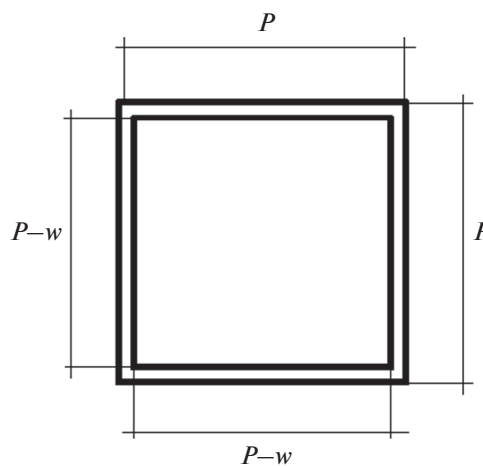


Рис. 2. Период решетки.

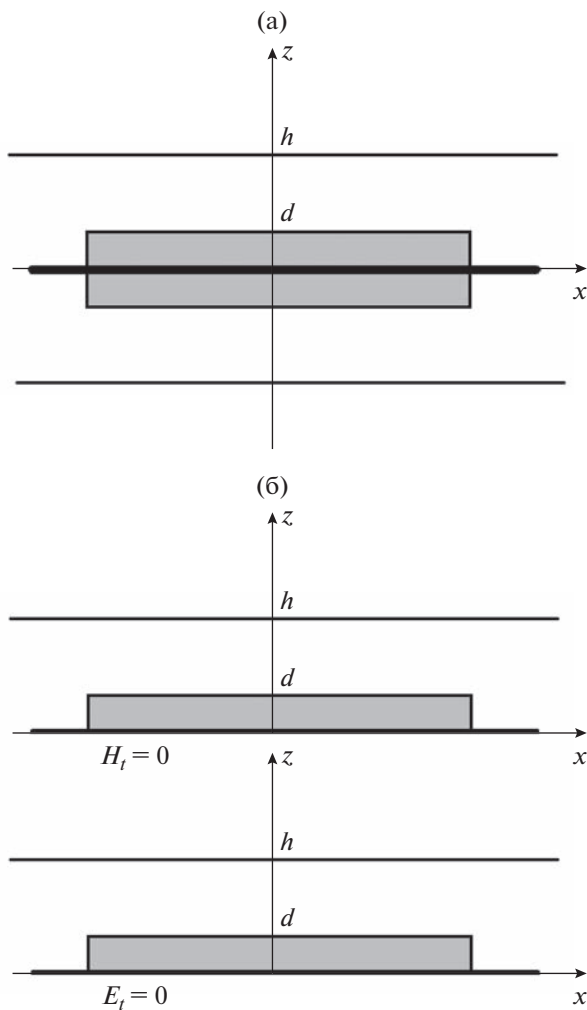


Рис. 3. Связанные ПВ (а) и парциальные структуры по методу симметрии (б).

наковые периоды P по обоим осям координат и образована металлическими лентами шириной w .

В нижнем ПВ располагаются возбудители линзы в виде металлических штырей с радиусом r . Положение их центров характеризуется радиусом R_s и угловой координатой φ_s . Здесь индекс s означает, что величина относится к возбудителям. Возбуждающий штырь является продолжением центрального проводника коаксиальной линии, расположенной с внешней стороны ПВ. Присутствие коаксиальной линии будем описывать с помощью сосредоточенного источника, включенного между штырем и нижним экраном нижнего ПВ.

В нижнем ПВ при $r = R_0$ расположена металлическая стенка, которая делает невозможным излучение во внешнее пространство из нижнего ПВ. Связь с внешним пространством осуществляется в верхнем ПВ через кольцевой рупор. Необходимость в использовании кольцевого рупора

обусловлена тем, что двухслойная линза формирует требуемое распределение источников и, следовательно, диаграмму направленности (ДН) только в азимутальной плоскости XOY . При этом ДН в угломестной плоскости без использования дополнительных средств имеет, как правило, недопустимо большую ширину. Для ее сужения используем кольцевой рупор.

3. СИНТЕЗ ДВУХСЛОЙНОЙ ЛИНЗЫ

Метод синтеза двухслойной линзы Моргана описан в работе [18]. Он состоит из двух этапов. На первом определяются обобщенные параметры структуры, к которым относятся коэффициенты преломления или эффективные диэлектрические проницаемости четной и нечетной линз как функции радиальной координаты r . Алгоритм решения данной задачи универсален и не зависит от конструкции двухслойной линзы. Мы не будем подробно его описывать, отметим только, что в качестве исходных данных используются коэффициенты преломления $n_{ce, co}$ четной и нечетной линз и коэффициенты преломления сред, окружающих четную и нечетную линзы $n_{ve, vo}$. Индекс v означает, что величина относится к среде, окружающей линзу, индексы e и o — соответственно четные и нечетные линзы, а также четные и нечетные волны, о которых мы скажем ниже.

$$n_{ve, vo} = 1 \pm \Delta n / 2. \quad (1)$$

Напомним, что в соответствии с работой [18] под четной и нечетной линзами понимаются виртуальные структуры, получающиеся при размещении в плоскости симметрии (XOY) соответственно магнитной и электрической стенок. Параметр Δn определяет уровень связи между слоями линзы. Его выбирают по результатам численных расчетов, исходя из условия минимизации потерь, обусловленных неполной передачей энергии с нижнего слоя на верхний.

Второй этап синтеза связан с определением геометрических параметров структуры. Для его выполнения необходимо задать конструкцию линзы и построить ее математическую модель. Нетрудно заметить, что линзу можно представить в виде множества частично заполненных диэлектриком ПВ. В пределах каждой области параметры ПВ неизменны. В таком ПВ (рис. 3а) основной является TM -волна, не имеющая продольных компонент магнитного поля.

В соответствии с методом симметрии [20] задача для симметричной структуры (см. рис. 3а) сводится к анализу двух парциальных структур (см. рис. 3б), которые получаются из исходной размещением в плоскости симметрии магнитной и электрической стенок. Волны в волноводе с магнитной стенкой принято называть четными, а

с электрической стенкой – нечетными [20], что объясняет смысл использованных ранее терминов четная и нечетная линзы.

Основная волна ПВ при ее распространении вдоль оси Ox характеризуется коэффициентом замедления U и полем, имеющим три компоненты E_x , H_y , E_z . Известно [3], что волны в однородном ПВ распространяются, так же как волны в однородной двумерной среде. При этом коэффициент преломления среды n равен коэффициенту замедления волны U . Поскольку функцию $n_{e,o}(r)$ определяют на первом этапе синтеза, то для выполнения второго этапа необходимо найти параметры структуры, обеспечивающие равенство

$$U_{e,o}(r) = n_{e,o}(r), \quad (2)$$

где $U_{e,o}$ – коэффициенты замедления четной и нечетной волн.

Определение коэффициентов замедления связано с решением задачи о собственных волнах парциальных структур (см. рис. 3б). Полное решение, учитывающее периодичность решетки, может быть получено только численно. Известен упрощенный подход, когда решетка описывается как однородная пленка, на ее поверхностях установлены двухсторонние эквивалентные граничные условия (ЭГУ) [3, 21]. Мы будем применять этот метод для моделирования всей линзы в целом. Численное решение было получено с помощью системы электродинамического моделирования HFSS. Оно используется для верификации приближенной модели.

Анализ, основанный на применении граничных условий [21], показывает, что для нечетных волн граничные условия на плоскости $z = 0$ совпадают с условиями на идеальной электрической стенке. В случае четных волн они имеют более сложную импедансную форму:

$$\left(1 + \frac{1}{\beta_p^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) E_x = -2iX_0 \left(1 + \frac{1}{\beta_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) H_y, \quad (3)$$

где $\beta_{0,p}$, X_0 – параметры, зависящие от коэффициента заполнения решетки $q = w/P$ и относительной диэлектрической проницаемости заполнения ПВ ϵ . ЭГУ (3) записаны для двумерной задачи, в которой поле не зависит от координаты y . В силу изотропии рассматриваемого ПВ в плоскости XOY достаточно анализировать только волны, распространяющиеся вдоль оси Ox , которым соответствует указанная выше двумерная задача. Выражения для функций $\beta_{0,p}(q, \epsilon)$, $X_0(q, \epsilon)$ могут быть найдены в работах [3, 21].

Вывод дисперсионных уравнений относительно неизвестных $U_{e,o}$, а также выражений для полей собственных волн ведется по стандартной схеме частичных областей, на которой не будем

останавливаться подробно, а приведем окончательные результаты:

$$\begin{aligned} \epsilon p_{e,o} \cos(q_{e,o}d) \operatorname{sh}(p_{e,o}a) - q_{e,o} \sin(q_{e,o}d) \operatorname{ch}(p_{e,o}a) + \\ + A_{e,o}(\epsilon p_{e,o} \sin(q_{e,o}d) \operatorname{sh}(p_{e,o}a) + \\ + q_{e,o} \cos(q_{e,o}d) \operatorname{ch}(p_{e,o}a)) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_{e,o} = \frac{i\epsilon Z_{e,o}}{W_0 q_{e,o}}$, $p_{e,o} = k\sqrt{U_{e,o}^2 - 1}$, $q_{e,o} = k\sqrt{\epsilon - U_{e,o}^2}$;

$$Z_{e,o} = \begin{cases} -2iX_0 \frac{(1 - U_e^2/U_0^2)}{(1 - U_e^2/U_p^2)}, & U_{e,o} = \beta_{e,o}/k; \\ 0, & \end{cases} \quad (5)$$

$$H_{e,o}(z) = \begin{cases} \cos q_{e,o}kz + A_{e,o} \sin q_{e,o}kz, & 0 < z < d, \\ \operatorname{ch} p_{e,o}k(z - h), & d < z < h, \end{cases} \quad (6)$$

где $a = h - d$.

Здесь соотношения (4) – это искомые дисперсионные уравнения для четных и нечетных волн, выражения для импедансов даются соотношением (5), а поле собственных волн описывается формулой (6), k и W_0 – волновое число и волновое сопротивление свободного пространства. Верхняя строка в (5) соответствует четным волнам, а нижняя нечетным. Выражение (6) описывает поперечную относительно направления распространения компоненту магнитного поля волны. Поперечная компонента электрического поля находится с помощью уравнений Максвелла.

Нетрудно увидеть, что поскольку $Z_0 = 0$, уравнение (4) для нечетных волн совпадает с уравнением частично заполненного ПВ с идеально проводящими экранами [3]. Таким образом, коэффициент замедления U_o не зависит от параметров полупрозрачной пленки, которые влияют только на величину U_e .

Решая уравнения (4) относительно неизвестных $U_{e,o}$, находим их искомые зависимости от параметров линзы. Следует отметить, что модель, основанная на ЭГУ (3), в случае четных волн является приближенной. Для ее проверки в системе HFSS в режиме собственных волн было получено численное решение.

Использованная для этого модель (рис. 4) включает параллелепипед, охватывающий один период решетки. Его высота совпадает с высотой ПВ h . Также внутри параллелепипеда имеется диэлектрическое заполнение, высота которого d . На поверхностях параллелепипеда установлены граничные условия, соответствующие электрической PE и магнитной PH стенкам. На поверхностях при $x = \pm P/2$ установлены периодические граничные условия, которые обозначены как M (master) и S (slave). Поле на поверхности S связано с полем на поверхности M через фазовый сдвиг $\Delta\varphi = -kU$. В режиме собственных волн задается ве-

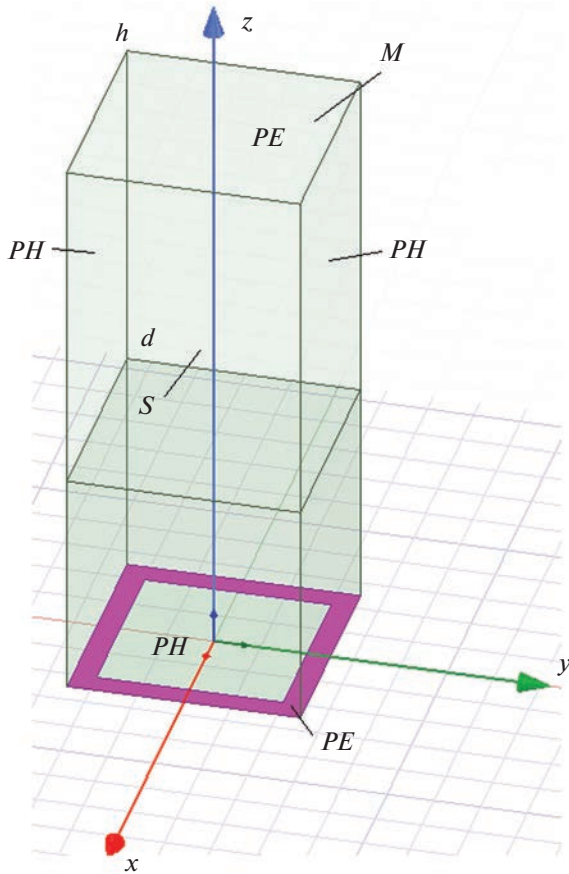


Рис. 4. Модель для расчета параметров собственных волн: PH , PE – электрическая и магнитная стенки, M , S – периодические граничные условия.

личина $\Delta\phi$, а также остальные параметры структуры. По этим параметрам программа находит частоту f , на которой поле удовлетворяет периодическим граничным условиям. Выполняя расчет частоты для разных значений коэффициента замедления U , получаем массив данных, используя который методами аппроксимации можно получить функциональные зависимости коэффициента замедления от частоты и других параметров.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента замедления четной волны от коэффициента заполнения решетки, полученная по приближенной модели при $h = 2.5$, $P = 1$, $\epsilon = 2.2$, $f = 10$ ГГц и $d = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$. Точки получены с помощью HFSS. Здесь и далее все размеры приводятся в миллиметрах. Из рис. 5 видна достаточно высокая точность расчетов по приближенной модели, что свидетельствует о возможности ее корректного использования в более сложных ситуациях, в которых численное решение либо невозможно, либо нецелесообразно из-за больших затрат компьютерных ресурсов.

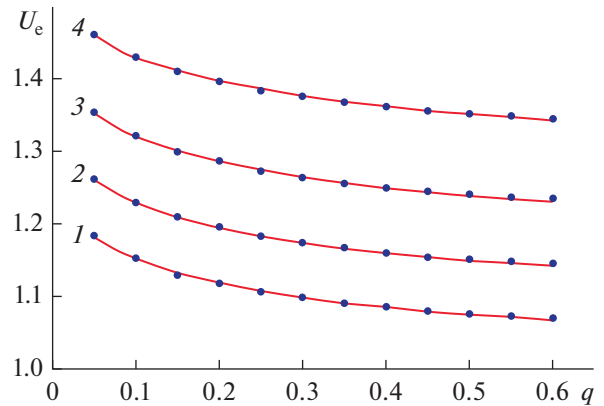


Рис. 5. Зависимость коэффициента замедления четной волны от коэффициента заполнения q , полученная по приближенной модели (кривые) при $d = 0.5$ (1), 1.0 (2), 1.5 (3) и 2.0 (4) и с помощью системы HFSS (точки).

Описанная выше приближенная модель использовалась для синтеза геометрических параметров двухслойной линзы. Как сказано выше, сначала выполнялся первый этап синтеза, на котором задавались параметры Δn и $n_{ce, co}$, по которым находились функции $n_{e,o}(r)$. Отметим, что функции $n_{e,o}(r)$ связаны простым соотношением:

$$\frac{n_e(r)}{n_o(r)} = \frac{1 + \Delta n/2}{1 - \Delta n/2}. \quad (7)$$

Поэтому нам достаточно задать только коэффициент преломления оболочки нечетной линзы. Аналогичный параметр для четной линзы задается автоматически при заданной величине Δn .

На втором этапе мы сначала фиксировали высоту ПВ h , частоту f и диэлектрическую проницаемость ϵ и находили толщину диэлектрического слоя $d(r)$ из уравнения

$$U_o(r, d) = n_o(r). \quad (8)$$

Как отмечено выше, параметр U_o не зависит от параметров полупрозрачной пленки. Поэтому толщина диэлектрика может быть найдена независимо от параметров решетки.

Далее мы фиксировали найденные значения толщины $d(r)$ и период решетки P и, решая уравнение

$$U_e(r, q) = n_e(r), \quad (9)$$

находили функцию $q(r)$.

На заключительном этапе синтеза мы должны учесть дискретное изменение толщины диэлектрического слоя с шагом d_0 . На рис. 6 показан пример зависимости синтезированных значений коэффициентов преломления четной и нечетной линз от нормированного радиуса ρ . Радиус нормирован так, что на внешней границе линзы он

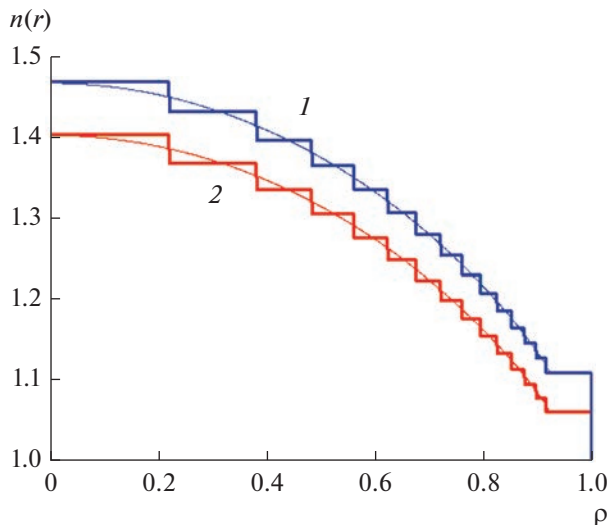


Рис. 6. Зависимость коэффициента преломления четной (1) и нечетной линз (2) от нормированного радиуса; ступенчатые кривые получены при учете дискретного изменения толщины диэлектрика.

равен единице. (Кривые) Зависимости на рис. 6 получены при $h = 2.5$, $\epsilon = 2.2$, $d_0 = 0.125$, $m = 4$ (см. разд. 2), $\Delta n = 0.045$, $P = 1$, $f = 10$ ГГц. Отметим, что, задавая с помощью параметра m толщину диэлектрика в оболочке линзы, мы автоматически задаем коэффициент преломления n_{co} .

На рис. 7 представлена синтезированная зависимость коэффициента заполнения решетки от радиальной координаты, полученная с учетом дискретного изменения толщины линзы. Принимая во внимание, что период решетки $P = 1$, нетрудно увидеть, что ширина металлических лент w близка к 0.2, т.е. имеет реализуемое в рамках стандартной технологии печатных схем значение.

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЛИНЗЫ

Как отмечено выше, полный анализ двухслойной линзы требует больших затрат вычислительных ресурсов. Первый шаг к более простой постановке задачи состоит в представлении решетки в виде полупрозрачной пленки с ЭГУ на ее поверхностях. Второе приближение связано с особенностями взаимодействия электромагнитных волн на скачках толщины диэлектрического слоя. Нетрудно заметить, что четная и нечетная линзы могут рассматриваться как совокупность однородных ПВ с диэлектрическим заполнением разной толщины. Распространение волн в однородном ПВ описывается известным достаточно простым способом [3]. Основной проблемой оказывается построение модели рассеяния волн однородных ПВ на их стыках.

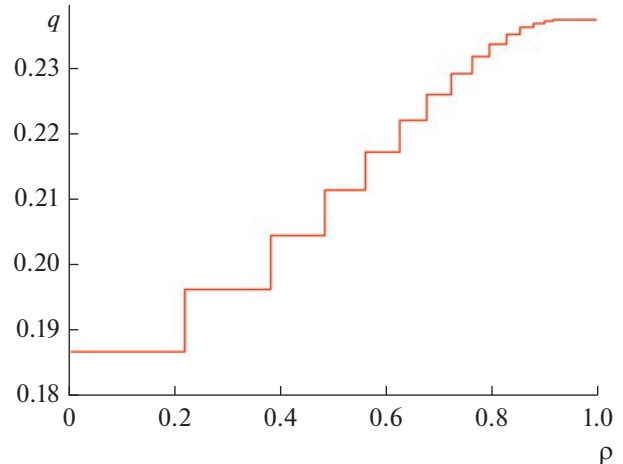


Рис. 7. Зависимость коэффициента заполнения от нормированного радиуса.

Следует отметить следующие важные факторы. Для анализируемой структуры характерны достаточно малые скачки толщины ($d_0 = 0.125$), вызывающие незначительные возмущения падающих на них волн. Границы ПВ имеют кольцевую форму. При этом для них характерны большие электрические радиусы кривизны. По этой причине их можно считать локально плоскими и допустить, что характер взаимодействия волн на изогнутых границах мало отличается от аналогичного взаимодействия на прямолинейных границах.

Нами была рассмотрена тестовая структура (рис. 8), которая позволяет анализировать наклонное падение волн ПВ на прямолинейную границу их раздела. Данная структура представляет собой стык двух ПВ с диэлектрическими заполнениями разной толщины $d_{1,2}$. На ее боковых поверхностях установлены периодические граничные условия, которые, так же как и на рис. 4, обозначены M и S . Торцевые поверхности — это порты 1 и 2. Верхняя и нижняя поверхности — это идеальные электрические стенки. Поля на границах M и S связаны через фазовый сдвиг $\varphi = -\beta D$, где D — размер тестовой структуры вдоль оси Oy , а β имеет смысл проекции волнового вектора волны ПВ на ось Oy (рис. 9).

На рис. 9 $\gamma = kU$ — волновой вектор волны ПВ, а κ , β — его проекции на оси координат. Модуль волнового вектора волны задается параметрами ПВ. Видно, что угол падения φ_i определяется параметром граничных условий φ или постоянной β :

$$\varphi_i = \arcsin \beta / \gamma. \quad (10)$$

Структуру на рис. 8 анализировали в системе HFSS, которая рассчитывала ее параметры рассеяния. Для нас наибольший интерес представляла зависимость от волнового числа β фазы коэффи-

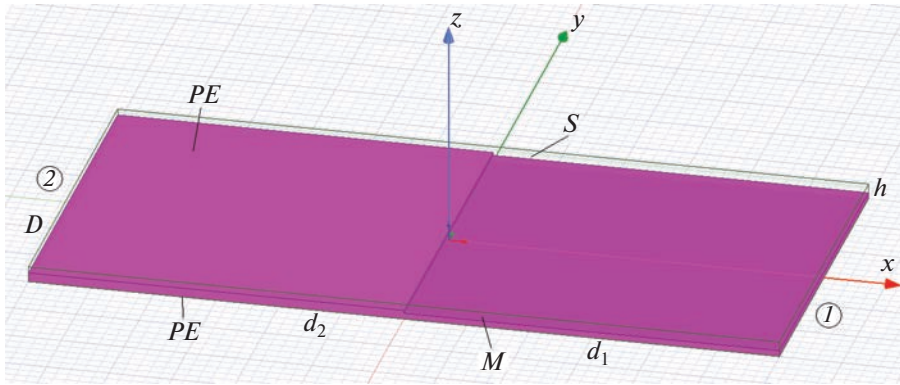


Рис. 8. Тестовая структура: 1 и 2 – порты.

циента передачи со входа 1 на вход 2 – S_{21} . Необходимо отметить, что синтез линзы проводился без учета фазовых сдвигов на скачках толщины диэлектрического заполнения, которые полагаются равными нулю. Поэтому отличие фазы коэффициента передачи от нуля вносит ошибку в наиболее важное для формирования ДН фазовое распределение поля на выходе линзы. Оценка этой погрешности важна как для определения точности синтеза линзы, так и для рационального построения ее электродинамической модели.

На рис. 10 показана зависимость фазы коэффициента передачи φ_{21} от параметра β/k . Отметим, что отсчетные плоскости портов совпадают с плоскостью YOZ . Зависимости получены при $h = 2.5$, $\epsilon = 2.2$, $f = 10$ ГГц и трех сочетаний толщин

$d_{1,2}$: $d_1 = 0$, $d_2 = 0.5$; $d_1 = 0.5$, $d_2 = 0.625$; $d_1 = 1$, $d_2 = 1.125$. Таким образом, кривая 1 соответствует скачку на внешней границе линзы, а кривые 2, 3 – на внутренних стыках ПВ.

Видно, что фазовые сдвиги на внутренних стыках ПВ крайне незначительны и не превышают 0.1° . Таким образом, даже с учетом того, что волна в линзе может проходить до тридцати стыков, обусловленная ими фазовая ошибка оказывается около 3° , и ею вполне обоснованно можно пренебречь. Фазовый сдвиг на внешней границе линзы превышает сдвиги на внутренних стыках, особенно при больших значениях параметра β/k . Однако эта граница пересекается волной однократно, и она не может существенно изменить распределение поля.

Незначительное отличие фазы φ_{21} от нуля свидетельствует о том, что реактивные, нераспространя-

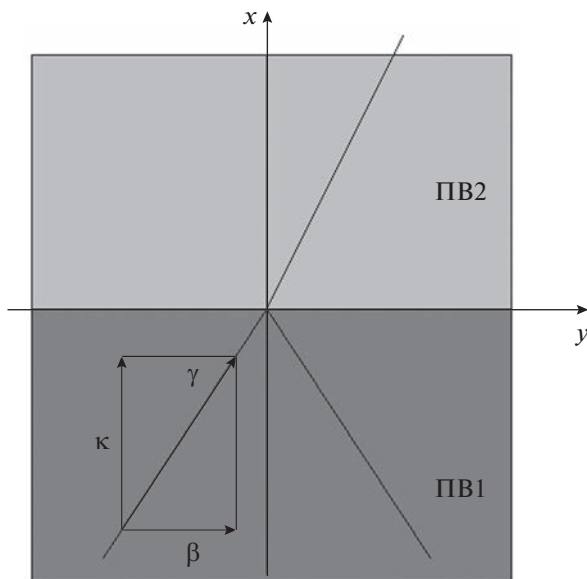


Рис. 9. Определение волнового вектора волны ПВ и его проекций: $\gamma = kU$ – волновой вектор волны ПВ, κ, β – его проекции на оси координат.

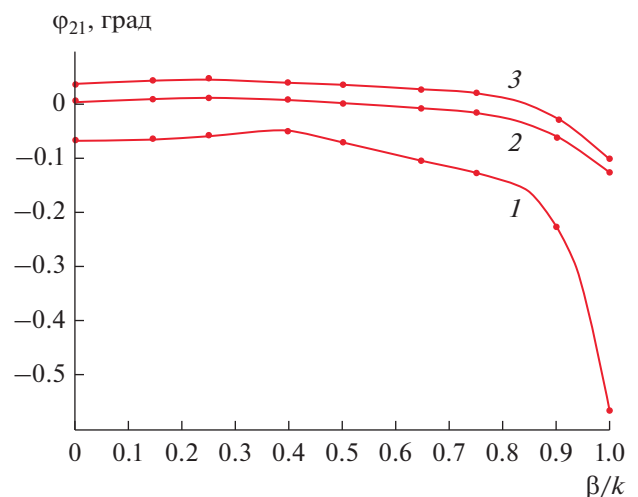


Рис. 10. Зависимость фазы коэффициента передачи от нормированного волнового числа при $d_1 = 0$, $d_2 = 0.5$ (кривая 1); $d_1 = 0.5$, $d_2 = 0.625$ (кривая 2); $d_1 = 1$, $d_2 = 1.125$ (кривая 3).

ющиеся волны ПВ высших типов слабо возбуждаются на их стыках и для построения адекватной модели достаточно учитывать только распространяющиеся волны. Поскольку высоту ПВ, как правило, выбирают так, что в ПВ с диэлектриком выполняются условия одноволнового режима, то отсюда следует, что мы можем с необходимой точностью описывать поле в ПВ полем основной TM -волны.

В отсутствие диэлектрического заполнения эта волна переходит в поперечную T -волну. Однако даже в случае неоднородного заполнения при достаточно малой высоте ПВ свойства основной TM -волны незначительно отличаются от свойств T -волны. Традиционным подходом, применяющимся для описания структур с T - и квази- T -волнами является использование их интегральных характеристик, таких как ток, напряжение, характеристическое сопротивление. Мы воспользуемся этим подходом для анализа стыков ПВ, образующих линзу.

Линза состоит из N областей (см. рис. 1а). Обозначим их номерами $n = 1, \dots, N$. При этом оболочке соответствует область с нулевым номером ($R_1 < r < R_0$, $R_0 = 1$). Область с номером N расположена при $0 < r < R_{N-1}$. Границы областей характеризуются радиусами R_n , $n = 0, \dots, N-1$. Оболочку целесообразно разделить на две подобласти I' и I'' , расположенные при $R_s < r < R_0$ и $R_1 < r < R_s$ соответственно.

Нетрудно заметить, что антенна, показанная на рис. 1, имеет симметричную часть, расположенную при $r < R_1$, и несимметричную часть, включающую оболочку с возбудителем, короткозамыкатель в нижнем ПВ и кольцевой рупор, соединенный с верхним ПВ. На первом этапе мы заменим возбудитель нитью электрического тока I_{z0} :

$$I_{z0}(r, \varphi, z) = i_0(z) \delta(r - R_s) \delta(\varphi - \varphi_s) / r, \quad (11)$$

где

$$i_0(z) = \begin{cases} 0, & z > 0, \\ i_0, & z < 0. \end{cases}$$

Введем симметричные четный и нечетный токи $I_z^{e,o}(z)$:

$$I_z^{e,o}(z) = (I_z(z) \mp I_z(-z)) / 2. \quad (12)$$

Тогда ток I_{z0} , отличный от нуля при $z < 0$, представляется суммой четной и нечетной составляющих:

$$I_{z0} = I_{z0}^e + I_{z0}^o. \quad (13)$$

Представление (13) позволяет нам расширить симметричную часть линзы, включив в нее обо-

лочку, и отдельно решать задачи о возбуждении четной и нечетной волн токами $I_z^{e,o}$. На следующем этапе учтем наличие несимметричных элементов в виде короткозамыкателя, металлического штыря возбудителя и кольцевого рупора.

Запишем поле в регулярном ПВ:

$$E_z(r, \varphi, z) = e_z(z) F(r, \varphi), \quad F(r, \varphi) = \quad (14)$$

$$= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (A_m J_m(kUr) + B_m Y_m(kUr)) \exp(-im\varphi),$$

где J_m и Y_m — функции Бесселя и Неймана. Выражение (14) записано в цилиндрической системе координат с центром, совпадающим с центром линзы. Функция $e_z(z)$ определяется выражением (6). Она описывает распределение поля основной волны ПВ с диэлектрическим заполнением. Коэффициенты A_m , B_m в общем случае неизвестны. Они находятся из решения граничной задачи. Интересующие нас компоненты магнитного поля находятся из (14) с использованием соотношений из [22]:

$$H_r = \frac{i\epsilon(z)}{W_0 k U^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}, \quad H_\varphi = -\frac{i\epsilon(z)}{W_0 k U^2} \frac{\partial E_z}{\partial r}. \quad (15)$$

Введем теперь упомянутые ранее токи и напряжения:

$$V_z(r, \varphi) = \int_0^h E_z(r, \varphi, z) dz, \quad (16)$$

$$J_r = -H_\varphi(r, \varphi, 0), \quad J_\varphi = H_r(r, \varphi, 0).$$

Как можно увидеть из соотношений (16), использование тока и напряжения в ПВ позволяет избавиться от зависимости поля от координаты z , т.е. свести задачу к двумерной.

Выражения вида (14) можно записать для всех N областей, формирующих линзу. В области $n = N$ надо положить $B_m = 0$, чтобы исключить появление поля, стремящегося к бесконечности. В области $n = 1$ (оболочка) к полю (14) надо добавить первичное поле, которое создает нить тока в бесконечном ПВ. Его можно найти, используя теорию возбуждения направляемых волн [23] и выражение для функции Грина свободного пространства в цилиндрических координатах [22]:

$$E_{z0}(r, \varphi, z) = e_z(z) i_0 C_0 \times$$

$$\times \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(kUr) J_m(kUR_s) \exp(-im(\varphi - \varphi_s)), & r > R_s, \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_m^{(2)}(kUR_s) J_m(kUr) \exp(-im(\varphi - \varphi_s)), & r < R_s, \end{cases} \quad (17)$$

$$C_0 = -\frac{ikW_0U}{2N_0}, \quad N_0 = \int_0^h e_z^2(z) \epsilon(z) dz,$$

где $H_m^{(2)}$ — функция Ганкеля второго рода.

Нетрудно заметить, что соотношения (14) и (17) представляют собой разложения в ряд Фурье по азимутальной координате. Ортогональность экспоненциальных функций дает нам возможность анализировать возбуждение линзы азимутальными гармониками независимо друг от друга. Таким образом, двумерная задача сводится к набору одномерных задач, что существенно упрощает общее решение.

Для анализа несимметричной части линзы и всей структуры в целом нам потребуется представление поля в выходном ПВ, т.е. в области $R_0 < r < R_{hl}$:

$$E_z(r, \varphi, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m H_m^{(2)}(kr) \exp(-im\varphi). \quad (18)$$

Поскольку в этой области мы имеем незаполненный ПВ, то поле его основной волны не зависит от координаты z , а ее коэффициент замедления $U = 1$.

При $r = r_n$, $n = 1, \dots, N - 1$ должны выполняться граничные условия непрерывности напряжения и продольного тока J_r :

$$\begin{aligned} (A_{n,m} J_m(kU_n r_n) + B_{n,m} Y_m(kU_n r_n)) V_n = \\ = (A_{n+1,m} J_m(kU_{n+1} r_n) + B_{n+1,m} Y_m(kU_{n+1} r_n)) V_{n+1}, \\ \left(A_{n,m} J'_m(kU_n r_n) + B_{n,m} Y'_m(kU_n r_n) \right) J_n = \\ = \left(A_{n+1,m} J'_m(kU_{n+1} r_n) + B_{n+1,m} Y'_m(kU_{n+1} r_n) \right) J_{n+1}, \\ V_n = \int_0^h e_{zn}(z) dz, \quad J_n = \frac{i\varepsilon(0)}{W_0 U_n}. \end{aligned} \quad (19)$$

Отметим, что соотношения вида (19) для четной и для нечетной линз отличаются только индексами e, o , которые на данном этапе не приводим.

Следует сказать, что система уравнений (19) недостаточна для однозначного определения всех коэффициентов разложений, так как число неизвестных превышает число уравнений. Она позволяет только найти соотношение между коэффициентами A_1, B_1 для напряжений в оболочках четной и нечетной линз. Окончательное определение всех неизвестных связано с выполнением граничных условий в нижнем ПВ на короткозамыкателе, в верхнем ПВ на стыке с незаполненным ПВ и в нижнем ПВ на цилиндре возбуждателя.

Для удовлетворения указанных граничных условий необходимо перейти от напряжений и токов в четной и нечетной линзах к напряжениям и токам в нижнем и верхнем ПВ. Для этого воспользуемся следующими соотношениями:

$$V_{1,2} = V^e \pm V^o, \quad J_{1,2} = J^e \pm J^o. \quad (20)$$

Здесь верхний и нижний знаки соответствуют индексам 1, 2, которые, в свою очередь, соответствуют нижнему и верхнему ПВ.

На стыке выходного ПВ и оболочки должны выполняться условия равенства напряжений V_2, V^o и токов J_2, J^o , где J^o, V^o — ток и напряжение в выходном ПВ. Напряжение на короткозамыкающей стенке при $z < 0$, $r = R_0$ должно обращаться в нуль: $V_1(R_0) = 0$.

Наиболее сложный вид имеют граничные условия, описывающие возбудитель. Они — типичные для структур, содержащих тонкие металлические цилиндры. Электрическое поле, возбуждаемое таким цилиндром, слабо зависит от азимутальной координаты в системе координат с центром на оси цилиндра, поэтому его можно заменить полем нити тока и вычислять в любой точке на поверхности цилиндра, например при $r = R_s + \rho$. Аналогичный вывод следует для напряжения. Полный ток, текущий по цилиндру, равен i_0 (см. формулу (11)). Потребуем для тока и напряжения выполнения закона Ома:

$$V_s = -(i_0 R_s + E), \quad (21)$$

где V_s — напряжение на цилиндре, R_s — внутреннее сопротивление источника, подключенного к цилиндру, E — его ЭДС. Под источником обычно понимается коаксиальная линия, центральным проводником которой является анализируемый металлический цилиндр. В этом случае ЭДС источника равна удвоенной амплитуде падающей по линии передачи волны. Отметим, что напряжение на возбуждатель равно сумме напряжений всех азимутальных гармоник.

Перечисленные выше граничные условия вместе с соотношениями (19) образуют полную систему, позволяющую найти все практически важные параметры линзы. Для вычисления ДН воспользуемся упрощенным подходом. Вообще говоря, для ее определения необходимо рассмотреть прохождение волн через кольцевой рупор. Однако, как показывают численные расчеты, кольцевой рупор оказывает влияние преимущественно на ДН в угломестной плоскости. В то же время наиболее интересная ДН в азимутальной плоскости почти полностью совпадает с ДН излучения в выходной ПВ, поэтому для ее вычисления нам достаточно устремить радиус в соотношении (18) к бесконечности и получить искомую ДН $F(\varphi)$:

$$F(\varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m \exp(-im\varphi + i\pi m/2 + \pi/4). \quad (22)$$

Входное сопротивление антенны находится как отношение напряжения V_s к току i_0 . Через него не составляет труда выразить коэффициент отражения от входа возбуждателя.

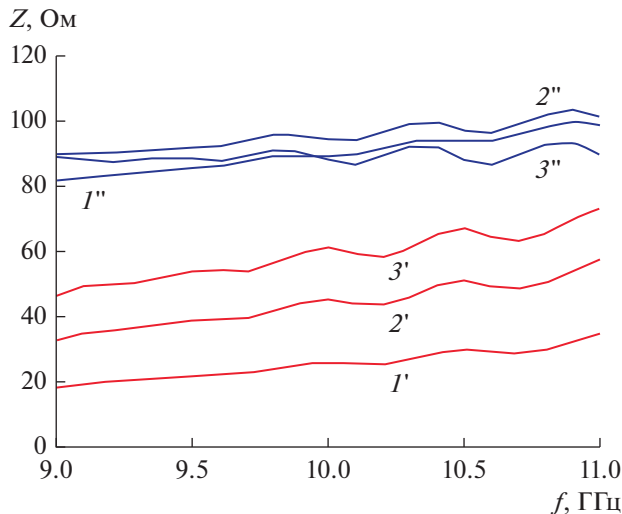


Рис. 11. Частотная зависимость действительной (I' – $3'$) и мнимой (I'' – $3''$) частей входного сопротивления при $L = R_0 - R_s = 3.5$ (I' , I''), 5 ($2'$, $2''$), 6.5 ($3'$, $3''$).

Выше была изложена схема решения граничной задачи для случая одного возбудителя. Ее можно без труда обобщить для линзы с несколькими источниками питания.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим численные результаты для структуры с двумя возбудителями. Анализ численных результатов, полученных с помощью описанной выше модели, начнем с расчета входного сопротивления и настройки возбудителя. На рис. 11 показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей входного импеданса, рассчитанные для следующих параметров: $\epsilon = 2.2$, $h = 2.5$, $d_0 = 0.125$, $m = 4$, $R_0 = 100$, $\Delta n = 0.045$, $L = R_0 - R_s = 3.5, 5, 6.5$.

Видно, что действительная часть сопротивления (кривые I' – $3'$) монотонно уменьшается при приближении возбудителя к короткозамыкателю. При этом мнимая часть близка к 90 Ом и характер ее изменения выражен слабее. Такое поведение входного сопротивления ожидаемо. Наличие индуктивной положительной мнимой части связано с индуктивностью металлического цилиндра. Ее присутствие отмечается во многих возбудителях штыревого типа. Традиционным методом улучшения согласования является последовательное включение сосредоточенного конденсатора, компенсирующего индуктивность. С точки зрения наилучшего согласования оптимальным является выбор параметра $L = 5$. При этом значении расстояния от штыря до короткозамыкателя действительная часть входного сопротивления близка в центре рабочего диапазона частот 9...11 ГГц к сопротивлению стандартного кабеля в 50 Ом. Ча-

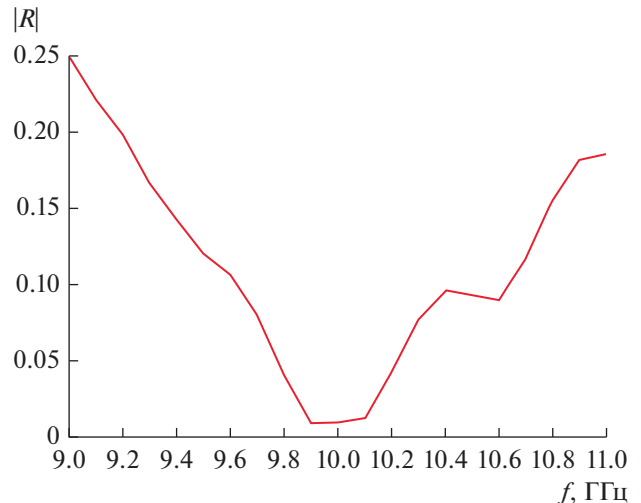


Рис. 12. Частотная зависимость коэффициента отражения от входа возбудителя.

стотная зависимость модуля коэффициента отражения для указанного выше значения параметра L и последовательного конденсатора с реактивным сопротивлением на частоте 10 ГГц в 95 Ом показана на рис. 12.

Важным фактором, характеризующим достоверность полученного решения, является погрешность выполнения закона сохранения энергии. Она описывается следующим параметром:

$$\Delta = |1 - |R|^2 - P_r|, \quad P_r = \frac{1}{2W_0 P_i} \int_0^{2\pi} |F(\varphi)|^2 d\varphi, \quad (23)$$

где P_i – мощность волны, падающей на вход антенны. Численные расчеты показывают, что параметр Δ не превышает 10^{-14} , т.е. закон сохранения энергии выполняется с очень хорошей точностью.

Перейдем к выбору параметра Δn . Для решения данной задачи разместим два возбудителя в точках $\varphi_{s1,2} = 0^\circ, 180^\circ$ и рассчитаем коэффициент передачи T из одного возбудителя в другой при разных значениях Δn . Оптимальный выбор параметра Δn должен обеспечивать минимум коэффициента передачи.

На рис. 13 представлена частотная зависимость модуля коэффициента передачи, рассчитанная при параметрах, приведенных выше и для $\Delta n = 0.035, 0.045, 0.055$. Видно, что наилучший результат получается при $\Delta n = 0.045$. В этом случае в центре частотного диапазона коэффициент передачи близок к –30 дБ, это свидетельствует о том, что большая часть энергии, поступившей в возбудитель, расположенный в нижнем ПВ, перешла за счет связи через полупрозрачную решетку в верхний ПВ и излучилась из него.

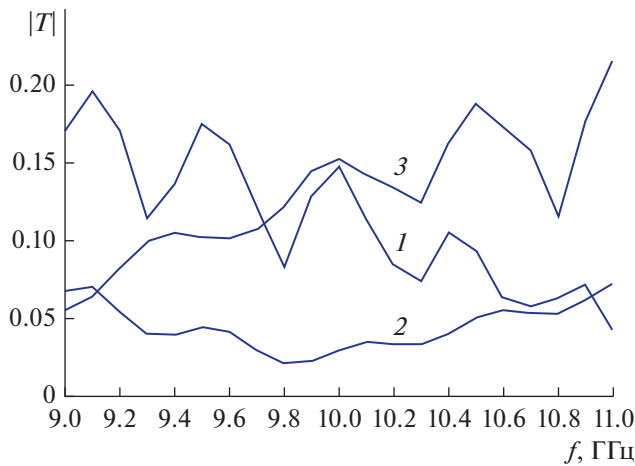


Рис. 13. Частотная характеристика коэффициента передачи между возбуждателями, полученная для $\Delta l = 0.035$ (1), 0.045 (2) и 0.055 (3).

На рис. 14а–14в представлены ДН в азимутальной плоскости, рассчитанные при возбуждении линзы одиночным возбуждителем на частотах $f = 9, 10, 11$ ГГц. Обращает на себя внимание довольно высокий уровень первых боковых лепестков и заднего излучения. Боковые лепестки колеблются в диапазоне $-(12...16)$ дБ, что характерно для апертурной антенны с распределением в раскрыве, близком к равномерному. Отсюда можно сделать вывод, что одиночный возбуждитель не обеспечивает оптимальное облучение линзы с необходимым уменьшением поля на ее границах. Поэтому интересно рассмотреть возможность использования сдвоенного возбуждителя, состоящего из двух синфазных одиночных возбуждителей. Такой облучатель должен иметь суженную ДН, что в результате должно уменьшить боковое и заднее излучение линзы.

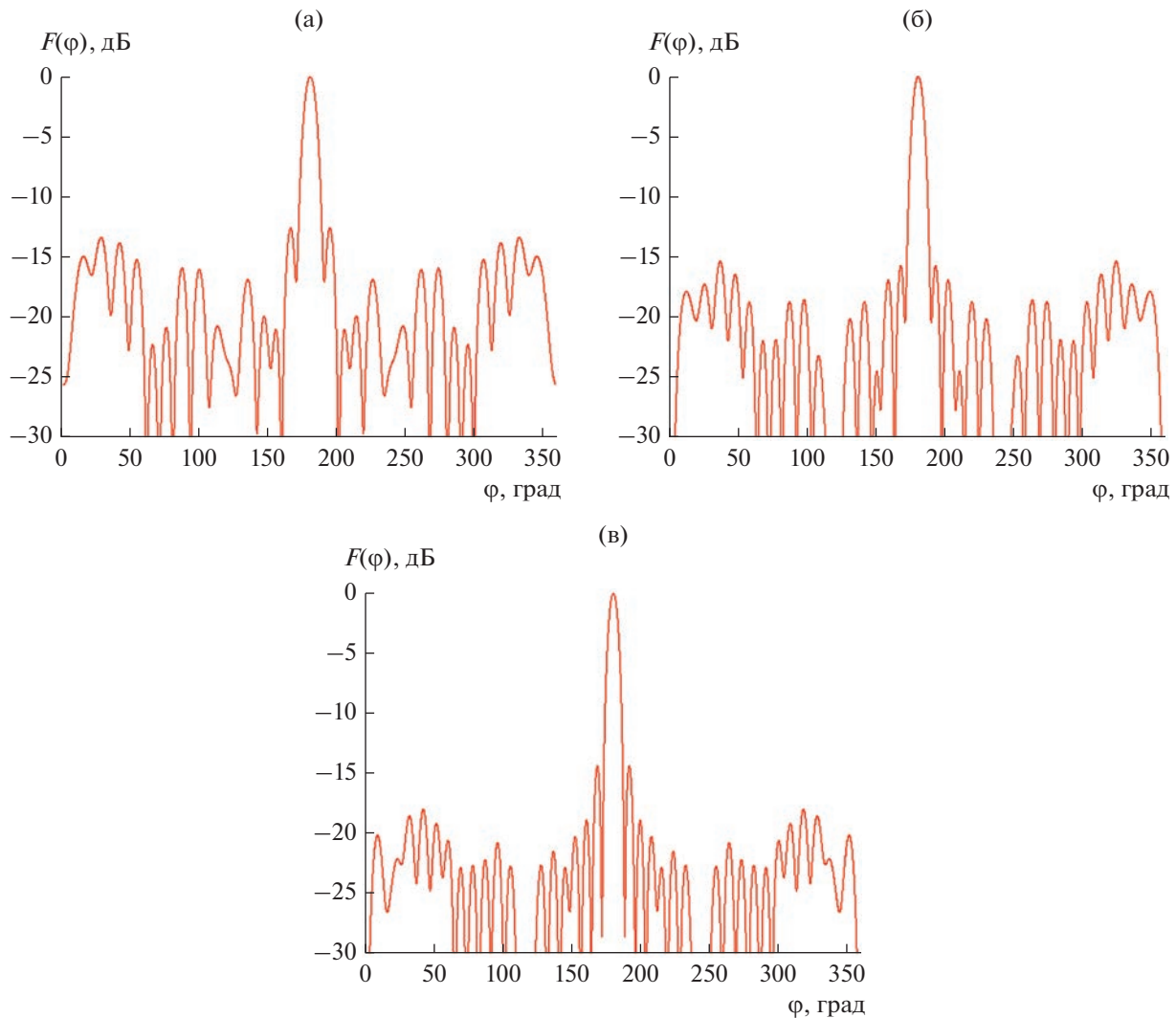


Рис. 14. Диаграммы направленности при возбуждении линзы одиночным возбуждителем при $f = 9$ (а), 10 (б) и 11 ГГц (в).

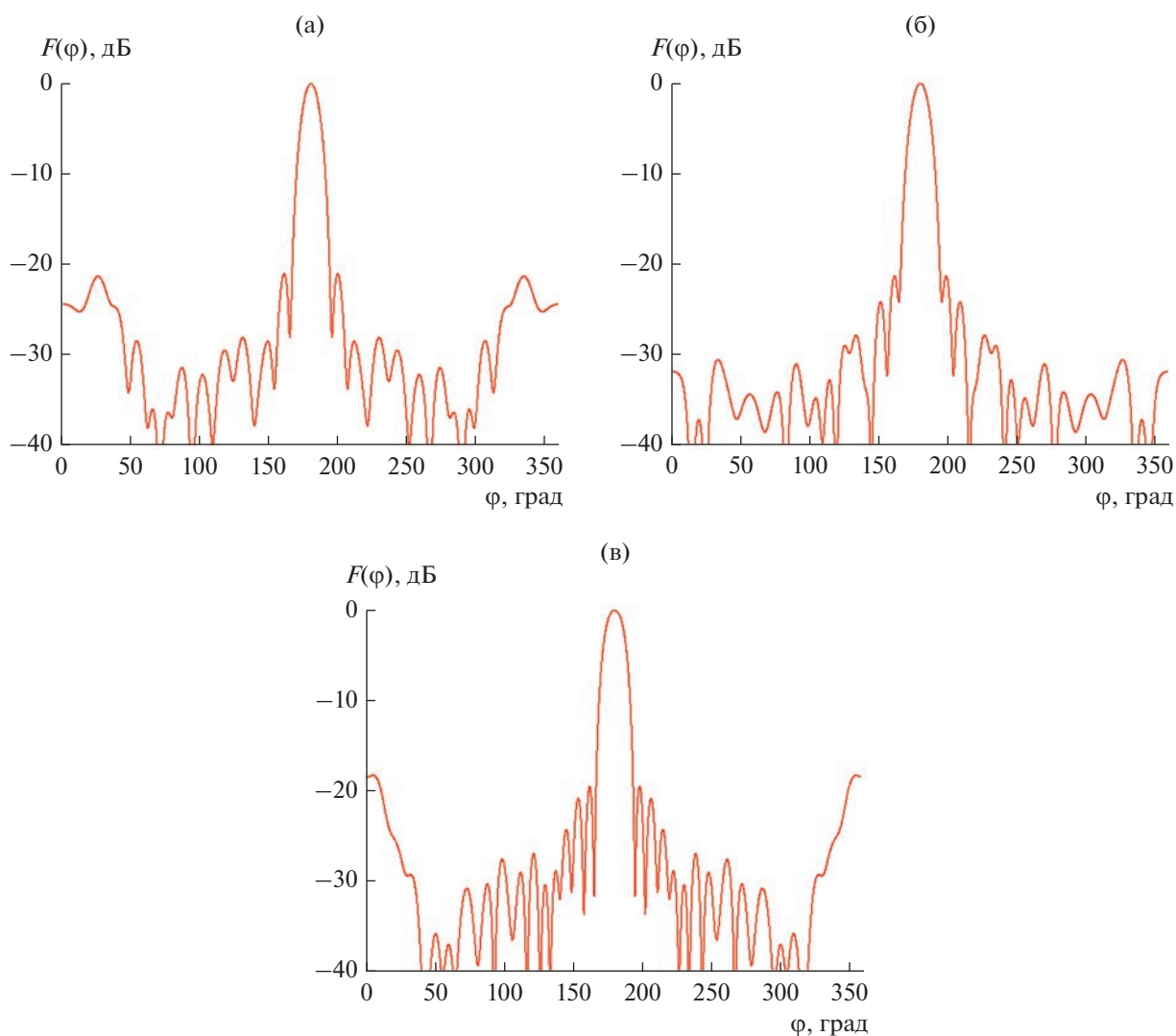


Рис. 15. Диаграммы направленности при возбуждении линзы сдвоенным возбудителем при $f=9$ (а), 10 (б) и 11 ГГц (в).

На рис. 15а–15в показаны ДН, полученные для сдвоенного возбудителя ($\varphi_{s1,2} = \pm 5^\circ$) на частотах $f=9, 10, 11$ ГГц. Они характеризуются расширенным главным лепестком и существенно сниженным уровнем бокового и заднего излучения. Боковые лепестки находятся на уровне, близком к -20 дБ, характерному для амплитудного распределения с нулями на краях апертуры. Таким образом, использование сдвоенного возбудителя дало ожидаемый эффект коррекции формы ДН линзы.

Приведем также рассчитанную ДН линзы с двумя одиночными возбудителями, расположенными при $\varphi_{s1,2} = 0^\circ, 180^\circ$ (рис. 16). На их входы падают волны одинаковой амплитуды. Видно, что ДН имеет два главных лепестка, соответствующих двум независимым каналам. Лепестки ориентированы в противоположных направлениях и слабо искажены присутствием второго возбудителя.

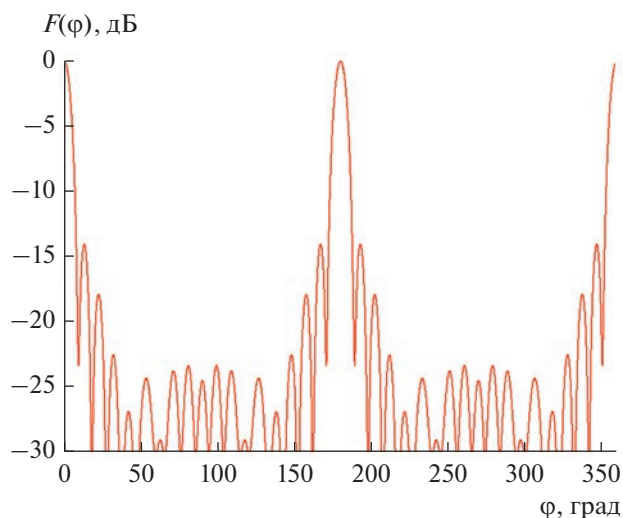


Рис. 16. Диаграммы направленности линзы при ее возбуждении двумя одиночными возбудителями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты позволяют сделать следующие выводы. Предложена приближенная электродинамическая модель двухслойной градиентной линзы, позволяющая оперативно оценивать основные параметры устройства. Ряд приближений, положенных в основу модели проверены путем численных расчетов в системе HFSS. Количественные результаты, получаемые предложенным методом, отвечают известным физическим представлениям и закону сохранения энергии.

Полученные характеристики двухслойной линзы показывают, что она может служить основой для построения многолучевой антенны с улучшенными показателями качества, в частности с расширенным сектором обзора пространства в азимутальной плоскости.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rotman W. // IRE Trans. AP. 1958. V. 6. № 1. P. 96.
2. Adachi S., Rudduck R., Walter C. // IRE Trans. AP. 1961. V. 9. № 4. P. 353.
3. Банков С.Е. Интегральная СВЧ-оптика. М.: Физматлит, 2018.
4. Cheng Y.J., Hong W., Fan Ke Wu Y. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 1. P. 40.
5. Albani M., Ettorre M., Maci S. et al. // First Europ. Conf. on Antennas and Propagation. Nice. 6–10 Nov. 2006. <https://doi.org/10.1109/eucap.2006.4585023>
6. Ettorre M., Sauleau R., Le Coq L. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 4. P. 1093.
7. Wan X., Shen X., Luo Y., Cui T.J. // Laser & Photonics Rev. 2014. V. 8. № 5. P. 757.
8. Kwon D.-H., Werner D.H. // IEEE Antennas Prop. Mag. 2010. V. 52, № 1. P. 24.
9. Quevedo-Teruel O., Tang W., Hao Y. // Opt. Lett. 2012. V. 37. № 23. P. 4850.
10. Kong F., Wu B.-I., Kong J.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 253509. <https://doi.org/10.1063/1.2826283>
11. Rahm M., Cummer S.A., Schurig D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V.100. № 6. P. 063903.
12. Prado D.R., Osipov A.V., Quevedo-Teruel O. // Opt. Lett. 2015. V. 40. № 6. P. 926.
13. Tehrani B.K., Bahr R.A., Su W. et al. // IEEE MTT-S Intern. Microwave Symp., 4–9 June 2017, Honolulu, USA. P. 1756. <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2017.8058985>
14. Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е.А. // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>.
15. Clapp R.E. // IEEE Trans. 1984. V. AP-32. № 7. P. 661.
16. Банков С.Е. // Журн. радиоэлектроники. 2012. № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec12/6/text.html>.
17. Morgan S.P. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 9. P. 1358.
18. Bankov S.E. // 7th All-Russian Microwave Conf. Moscow. 25–27 November. 2020. P. 171. <https://ieeexplore.ieee.org/document/9312300>
19. Банков С.Е., Дупленкова М.Д. // РЭ. 2022. Т. 67. № 5. С. 419.
20. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988.
21. Банков С.Е. // РЭ. 2018. Т. 63. № 4. С. 301.
22. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983.
23. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.872.32

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. В. Мошков*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

**E-mail: kuzaf@inbox.ru*

Поступила в редакцию 07.08.2022 г.

После доработки 07.08.2022 г.

Принята к публикации 25.08.2022 г.

Проведены численные расчеты коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн в интервале частот 1...10 кГц при прохождении плоского неоднородного слоя нижней ионосферы в присутствии сильного локального возмущения атмосферы. Использована модель возмущения в виде точечного источника энергии. Показано, что при прохождении области возмущения через слой нижней ионосферы коэффициент прохождения волны резко падает по величине в течение 1...2 мин, в то же время диагональные компоненты матрицы коэффициентов отражения возрастают практически до единицы.

DOI: 10.31857/S0033849423010096, EDN: EQOIZY

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были проведены оценки времени замираний радиоволн низкой частоты (НЧ) в волноводе “Земля–ионосфера” под влиянием мощного локального возмущения, всплывающего в атмосфере. Для этой цели была вычислена величина и динамика столкновительного поглощения волн, величина которого пропорциональна произведению $N_e \times \nu_e$, (N_e – концентрация свободных электронов, ν_e – их эффективная частота соударений). Произведение не зависит от величины геомагнитного поля, что позволило использовать модель изотропной ионосферы и упростило расчеты. Однако такой подход, строго говоря, не дает прямой оценки времени замираний при распространении НЧ-волн в волноводе, поскольку не позволяет вычислить коэффициенты отражения от слоя нижней ионосферы [2]. Для проведения расчетов в данной работе учитываем неоднородность и гиротропию ионосферной плазмы, что тематически продолжает работу [1].

В качестве источника заметных локальных возмущений атмосферы могут выступать электромагнитные импульсы молниевых разрядов, выпадения энергичных частиц радиационных поясов, излучение мощных наземных передатчиков; вторжение крупных метеоров или комет. Разряд молнии может индуцировать выпадения энергичных частиц радиационных поясов в нижнюю ионосферу, что приводит к заметному увеличению концен-

трации свободных электронов ионосферы в областях с горизонтальным размером до нескольких сотен километров [3].

Из крупных метеоритных тел, зафиксированных на территории РФ за последние примерно 100 лет, отметим Тунгусский метеорит с энергией ~200 ПДж (1 петаджоуль равен 10^{15} Дж) и Сихотэ-Алинский метеорит (~0.1 ПДж) [4]. Считаем подобного рода возмущения атмосферы сильными и локальными, если они приводят к увеличению ионизации (концентрации свободных электронов) окружающей среды на несколько порядков величины в области пространства, характерные размеры которой сравнимы с длиной НЧ-волны, т.е. составляют десятки или сотни километров.

Цель данной работы – дать оценку характеристик НЧ-сигнала при его распространении в волноводе “Земля–ионосфера” в присутствии сильного локального возмущения атмосферы, возникшего ниже ионосферы. В качестве модели такого возмущения используем простейшую регулярную (без учета тепловых эффектов и турбулентности) модель, описывающую в газодинамическом приближении поведение облака сильно ионизированной плазмы, образовавшегося после быстрого (секунда и менее) точечного выделения большого количества энергии в интервале значений ~0.1...10 ПДж [5]. Эта модель позволяет выявить особенности распространения НЧ-волн через возмущенную нижнюю ионосферу с помощью изменения всего

двух начальных параметров возмущения — энергии Q и начальной высоты h_0 . В работе рассмотрены сверхдлинные радиоволны в интервале частот 1...10 кГц (длины волн 30...300 км). Оценки проведены на основе численных расчетов затухания НЧ-волны в неоднородном анизотропном слое нижней ионосферы, параметры которого модифицируются всплывающей областью повышенной ионизации.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим модель распространения НЧ-волн в волноводе “Земля—ионосфера”, в рамках которой сигнал, распространяющийся от источника, представляется в виде набора лучей (локальных плоских волн), попадающих в приемник после последовательных отражений от земли и ионосферы. После суммирования всех подобных лучей получим полный принимаемый сигнал (метод многократно отраженных волн или “метод скачков”) [6]. В рамках этой модели достаточно вычислить коэффициенты отражения НЧ-волн от ионосферы в дискретном ряде точек на ее нижней границе.

Рассмотрим слой нижней ионосферы между высотами 50 и 150 км. Можно считать, что именно этот слой вносит основной вклад в коэффициенты отражения и поглощения волны [2]. Выше этого слоя ионосферу можно считать плавно меняющейся средой, а эффективная частота соударений электронов, ответственная за поглощение, становится пренебрежимо малой.

Основное физическое упрощение в отношении модели локального возмущения состоит в предположении, что максимальное выделение энергии возмущения происходит практически мгновенно. Это порождает ряд сложных переходных процессов в атмосфере, продолжительность которых составляет менее 1 с, после чего такое возмущение можно считать результатом точечного мгновенного изотропного выделения в атмосферу некоторой энергии Q . В результате формируется область горячей сильно ионизованной плазмы (“облако”) диаметром 1...3 км. Под действием архимедовой силы облако начинает подниматься вверх практически с постоянной скоростью и достигает верхней границы волновода, модифицируя ее параметры. Примерно через 3 мин от начала возмущения облако покидает волновод и более не оказывает воздействия на характеристики распространения НЧ-волн.

Максимальная величина ионизации в таком возмущении определяется в основном начальным количеством молекул воздуха в облаке. В атмосфере эта ионизация чрезвычайно велика — любой радиосигнал испытает при прямом прохождении через область возмущения “абсолютное” ослабление

[5]. Однако в случае низких частот размеры облака в волноводе существенно меньше длины волны, поэтому до достижения нижней ионосферы область повышенной ионизации не может оказать заметного влияния на характеристики радиосигнала.

Основное упрощение модели ионосферы связано с предположением, что возмущение ионизации сохраняет структуру плоской слоистости среды, и поэтому может быть применима модель холодной плазмы. Эти предположения являются относительно грубыми. Однако следует учесть, что к моменту прохождения ионосферного слоя облако возмущения увеличивается по горизонтали значительно сильнее, чем по вертикали, достигая размеров в несколько сотен километров [1]. С учетом величины показателя преломления НЧ-волны в такой среде, на горизонтальном размере возмущения укладывается 10 и более длин волн. Температура электронов в облаке по мере увеличения высоты заметно падает, а в нижней ионосфере в отсутствие возмущения, напротив, возрастает до 1000 К и более. Если пренебречь эффектами генерации тепловых электростатических колебаний, то приближение холодной плазмы остается вполне применимым для получения количественных оценок [7].

Задача ставится следующим образом. Пусть на высоте h_0 над поверхностью земли в условный момент времени $t = 0$ происходит мгновенное точечное выделение энергии Q . По мере всплытия облако ионизации модифицирует параметры плазмы в слое нижней ионосферы. Следует определить результирующую зависимость от времени величин коэффициентов прохождения и отражения НЧ-волны в этом слое, расположенном на высотах 50...150 км над поверхностью земли.

Для моделирования движения облака используем модель [5]. Для расчетов характеристик отражения и прохождения НЧ-волны в слое используем процедуру численного интегрирования волновых уравнений [8]. Для невозмущенной ионосферы используем эмпирические модели, соответствующие равноденственному сезону при средней активности Солнца [9]. В пределах ионосферы пространственная структура вектора геомагнитного поля $\vec{B}_0$ хорошо описывается моделью точечного магнитного диполя, расположенного вблизи центра Земли с осью, наклоненной под некоторым углом к оси ее вращения [10]. Для этой модели вводится понятия геомагнитной широты Φ .

Пусть начало правой декартовой прямоугольной системы координат расположено на поверхности земли, а ось z направлена вертикально вверх. Плоская НЧ-волна с волновым вектором $\vec{k}$ падает снизу на горизонтальный неоднородный по оси z слой плазмы под углом θ с вертикалью. Верхняя и ниж-

няя границы слоя соответствуют высотам z_1 и z_2 (для дневной модели эти высоты равны 100 и 50 км; для ночной — 150 и 75 км соответственно). Направим ось x так, чтобы вектор $\vec{k}$ находился в плоскости XZ . Направление локального геомагнитного поля определяется углом ψ вектора $(-\vec{B}_0)$ с вертикалью и углом азимута A , который отсчитывается от оси x до направления проекции $\vec{B}_0$ на земную поверхность. Отсчет идет против часовой стрелки, если смотреть на поверхность сверху вниз. Величина угла ψ определяется из соотношения $\text{ctg} \psi = 2 \text{tg} \Phi$. Везде в данной работе используем значение $\Phi = 60^\circ$, что соответствует северным приполярным областям, и $A = 180^\circ$. В этом случае $\psi \approx 16.1^\circ$, плоскость распространения волны совпадает с плоскостью магнитного меридиана, и значения $\theta > 0$ соответствуют трассе север-юг.

Традиционно [2] рассмотрим падающие плоские волны двух независимых поляризаций. Вертикальная поляризация означает, что вектор $\vec{E}_{\parallel}$ напряженности электрического поля волны лежит в плоскости (x, z) , в которой лежит вектор $\vec{k}$. В случае горизонтальной поляризации вектор $\vec{E}_{\perp}$ перпендикулярен этой плоскости, т.е. параллелен оси y . Если на анизотропный слой падает волна, например, горизонтальной поляризации, то отразятся волны и горизонтальной, и вертикальной поляризаций. Поэтому принято представлять коэффициент отражения в виде 2×2 матрицы [2, 8]. Приведем определения элементов этой матрицы:

$$\begin{aligned} R_{11} &= H_y^{\downarrow} / H_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\perp} = 0; \\ R_{12} &= Z_0 H_y^{\downarrow} / E_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\parallel} = 0; \\ R_{21} &= E_y^{\downarrow} / Z_0 H_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\perp} = 0; \\ R_{22} &= E_y^{\downarrow} / E_y^{\uparrow} \text{ при } E_{\parallel} = 0; \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{E}$, $\vec{H}$ — электрическое и магнитное поле волны; стрелкой вверх отмечен компонент падающего поля, а стрелкой вниз — отраженного. Иными словами, диагональные элементы R_{11} и R_{22} соответствуют отражению с сохранением поляризации, а элементы R_{12} и R_{21} — отражению со сменой поляризации (в изотропной среде эти элементы равны нулю).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 приведены результаты расчетов величин коэффициента прохождения по мощности D и коэффициентов отражения (1) для не возмущенной дневной и ночной моделей ионосферы в зависимости от угла падения волны для частоты 5 кГц. Для дневной ионосферы приведены зависимости всех коэффициентов, для ночной — только величины D , R_{11} , R_{12} , поскольку коэффициенты

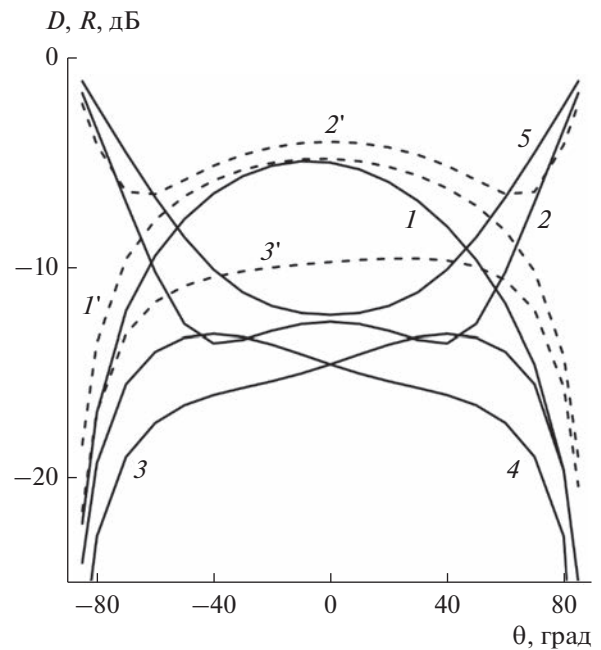


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D и коэффициентов отражения R от угла падения θ при $h_0 = 10$ км для дневной (штриховые кривые) и ночной (сплошные) модели ионосферы: D (1, 1'), R_{11} (2, 2'), R_{12} (3, 3'), R_{21} (4), R_{22} (5).

R_{21} и R_{22} , полученные для ночной ионосферы, изменяются относительно других коэффициентов так же, как днем. Значения в децибелах вычисляются относительно единицы по мощности для D и по полю для коэффициентов отражения. Данные на рис. 1 позволяют оценить порядок величин исследуемых коэффициентов в отсутствие возмущения. В частности, из рисунка видно, что днем, когда нижняя граница ионосферы опускается приблизительно до 50 км в область повышенных значений ν_e , столкновительное поглощение возрастает, что приводит к заметному уменьшению величин коэффициентов отражения по сравнению с ночным временем, когда эффективная нижняя граница ионосферы находится на высоте 75 км.

При наличии возмущения интересуемся в основном зависимостями коэффициентов от времени t и начальной высоты h_0 , поскольку из результатов работы [1] следует, что зависимости от начальной энергии Q и частоты волны f в интервале частот 1...10 кГц выражены относительно слабо. Поэтому все дальнейшие результаты приведены для $\theta = 40^\circ$; $f = 5$ кГц и $Q = 1$ ПДж.

По мере увеличения времени t облако возмущения всплывает в атмосфере приблизительно с постоянной скоростью. При увеличении Q эта скорость возрастает: для значений $Q \sim 0.1...10$ ПДж она меняется от ~ 0.4 до ~ 0.9 км/с. Когда облако

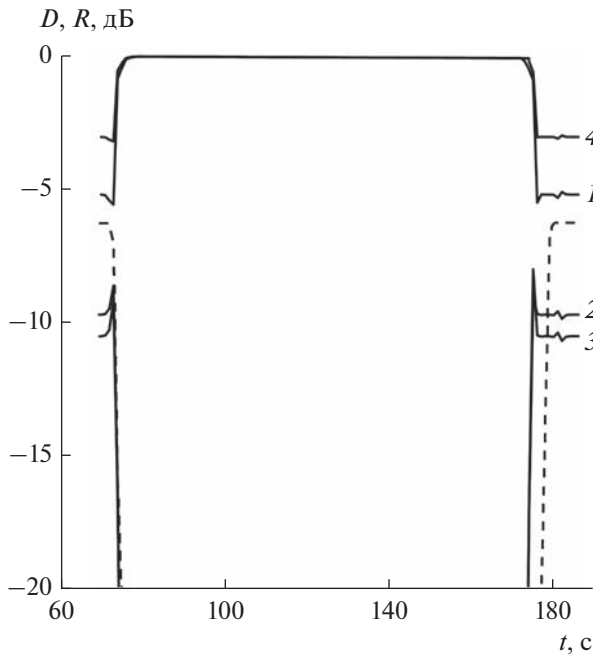


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D (штриховая кривая) и коэффициентов отражения R от времени для ночной модели ионосферы при $h_0 = 10$ км: R_{11} (1), R_{12} (2), R_{21} (3), R_{22} (4).

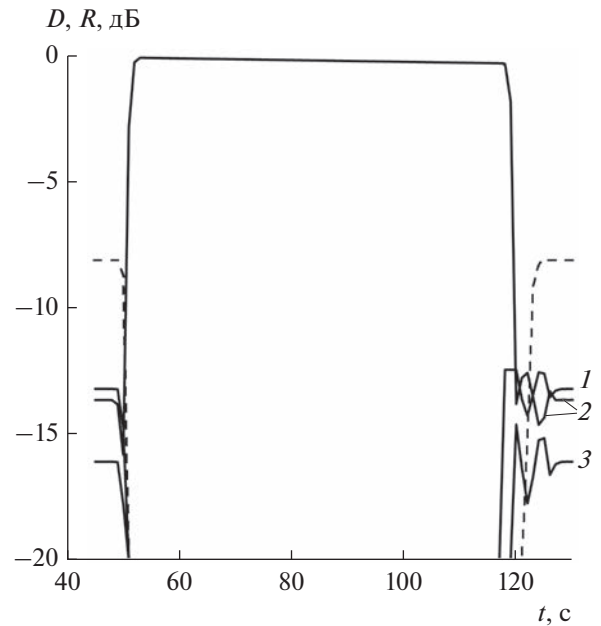


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения по мощности D (штриховая кривая) и коэффициентов отражения R от времени для дневной модели ионосферы при $h_0 = 10$ км: R_{11} (1), R_{12} (2), R_{21} (3).

повышенной ионизации достигает нижней ионосферы, коэффициент прохождения D начинает резко уменьшаться из-за роста столкновительного затухания НЧ-волны.

На рис. 2 приведены соответствующие зависимости коэффициентов от времени для ночной ионосферы. До прихода возмущения и после его выхода из нижней ионосферы значения коэффициентов соответствуют “фоновым” величинам на рис. 1 при $\theta = 40^\circ$. Однако для возмущенной ионосферы эти коэффициенты ведут себя по-разному. Значения R_{11} и R_{22} возрастают и приближаются к 1, т.е. падающая волна отражается практически полностью. Таким образом, для отраженной волны облако повышенной ионизации играет роль “зеркала”, а для проходящей — “поглотителя”.

На рис. 3 приведены те же зависимости, но для дневной ионосферы. Поскольку кривые R_{11} и R_{22} во время возмущения практически сливаются, приведена только зависимость $R_{11}(t)$. Невозмущенные значения R_{11} и R_{22} днем значительно меньше, чем ночью, поэтому описанный выше эффект возрастания R_{11} и R_{22} во время возмущения заметен отчетливее. Величины R_{12} и R_{21} равны нулю в изотропной среде. Из данных рис. 2 и 3 следует, что при резком увеличении произведения $N_e \times v_e$ в гиротропной плазме она ведет себя как изотропная среда по отношению к распространению в ней НЧ-волн.

Расчет коэффициентов прохождения и отражения на полном временном отрезке связан с определенными вычислительными трудностями. Уменьшение величины напряженности поля в слое может быть столь велико, что это требует значительного увеличения длины разрядной сетки. Однако в этом нет необходимости, поскольку сами по себе эти малые величины внутри промежутка затухания волны не представляют физического интереса. По этой причине вычислительная процедура разбита на три части. Сначала значение t увеличивается с шагом 1 с от нуля до того момента $t = t_*$, когда величина D станет меньше заданной относительно малой величины, например, -50 дБ. Затем процедура интегрирования волновых уравнений останавливается и далее вычисляются только параметры облака возмущения до тех пор, пока в некоторый момент времени оно перестанет заметно модифицировать параметры нижней ионосферы на верхней границе $z = z_1$. На третьем этапе найденный момент времени используется как начальный и процедура интегрирования волновых уравнений запускается с уменьшением времени с шагом 1 с до достижения величиной D значений -50 дБ.

С ростом величины h_0 происходят несколько процессов. С одной стороны, падает начальная концентрация электронов в облаке из-за экспоненциального уменьшения плотности атмосферы с высотой. С другой стороны, уменьшается рас-

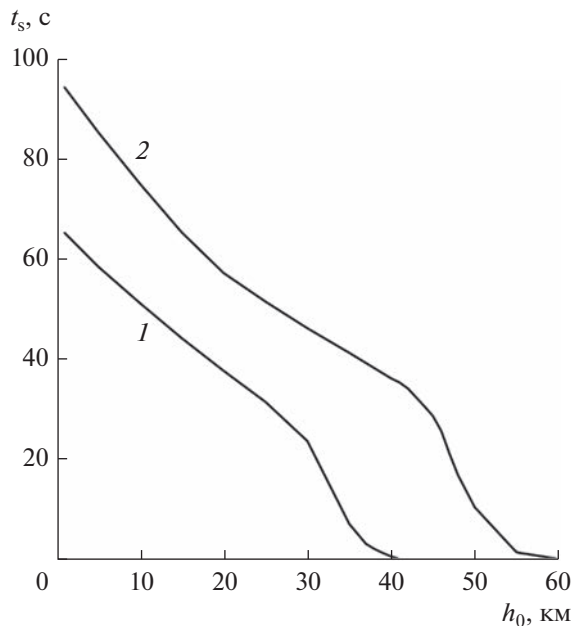


Рис. 4. Зависимость времени t_s начала спада коэффициента прохождения D от начальной высоты возмущения h_0 для дневной (1) и ночной (2) модели ионосферы.

стояние до ионосферы и изменяется скорость всплывающего облака. В результате общее поглощение в слое возрастает. Кроме того, в интервале высот $h_0 \sim 40 \dots 60$ км (в зависимости от значения Q) происходит качественное изменение начальной формы и размеров облака [1].

На рис. 4 приведены зависимости момента времени t_s резкого спада величины D (см. рис. 2 и 3) от начальной высоты $h_0 \leq 60$ км для дневной и ночной моделей ионосферы. Кривые монотонно падают, поскольку с ростом h_0 полное расстояние, проходимое облаком до нижней ионосферы, уменьшается. В дневное время $z_2 = 50$ км. Из рисунка видно, что в этом случае при $h_0 > 40$ км параметры слоя начинают заметно модифицироваться уже с момента начала возмущения. Для ночной ионосферы $t_s \approx 0$ начиная с высоты $h_0 \approx 60$ км.

На рис. 5 приведены зависимости величины Δt интервала времени спада величины D по уровню -20 дБ от начальной высоты $h_0 \leq 50$ км для дневного и ночного времени (см. рис. 2 и 3). Таким образом, момент времени $t = t_s + \Delta t$ соответствует моменту восстановления исходных коэффициентов отражения и прохождения после ухода облака из слоя. Из рисунка видно, что значения Δt в дневное время заметно меньше, чем в ночное, поскольку эффективная толщина дневной нижней ионосферы (50 км) меньше ночной (75 км). На дневной кривой заметно "плато" при $h_0 > 40$ км, связанное с тем, что на этих высотах $t_s \approx 0$ (см. рис. 4).

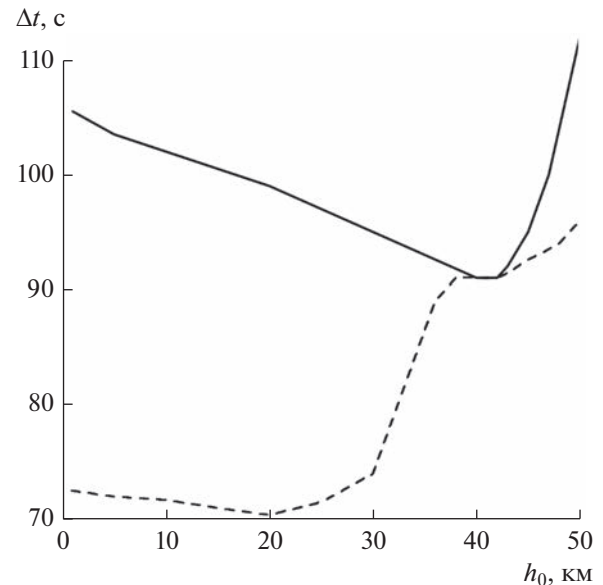


Рис. 5. Зависимость времени Δt затухания волны по уровню -20 дБ от начальной высоты возмущения h_0 для дневной (штриховая кривая) и ночной (сплошная) модели ионосферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены численные расчеты характеристик распространения низкочастотных электромагнитных волн при прохождении плоского неоднородного слоя нижней ионосферы в присутствии всплывающего сильного локального возмущения атмосферы с учетом анизотропии среды. Использована разработанная ранее модель точечного возмущения, параметры которой зависят от двух величин: начальной высоты и энергии. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Коэффициент прохождения по мощности D и кросс-поляризационные коэффициенты отражения резко уменьшаются под влиянием возмущения до физически малых величин. Ионосферная плазма при этом становится практически изотропной с точки зрения распространения НЧ-волн.

2. Диагональные элементы матрицы коэффициентов отражения, напротив, становятся близки к единице. Сам по себе этот факт не является неожиданным и может быть получен из анализа приближенных аналитических выражений для коэффициентов отражения в изотропном слое для простых модельных высотных профилей концентрации электронов [2].

3. Полученные результаты позволяют оценить длительность Δt замираний НЧ-радиоволн. Для траектории космос–Земля длительность замираний связана с периодом относительно малых значений D по уровню -20 дБ в сравнении со случаем полного пропускания $D = 1$. В дневное время $\Delta t \sim 70 \dots 90$ с.

Ночью $\Delta t \sim 90 \dots 110$ с. Поскольку облако возмущения всплывает выше слоя, то эта оценка является оценкой снизу.

4. В случае распространения НЧ-волны в волноводе “Земля–ионосфера” коэффициенты отражения близки к единице. В этом случае локально возрастают НЧ-шумы естественного происхождения и указанные выше оценки длительности замираний носят характер оценки сверху.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мошков А.В. // РЭ. 2022. Т. 67. № 11. С. 1127.
2. Budden K.G. Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge: Univ. Press, 1961.
3. Helliwell R.A., Katsufrakis J.P., Trimpi M. // J. Geoph. Res. 1973. V. 78. № 22. P. 4679.
4. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
5. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 317.
6. Макаров Г.И., Новиков В.В. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. № 4. С. 733.
7. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
8. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2020. Т. 65. № 5. С. 434.
9. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.
10. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874

КОМПОЗИЦИОННЫЙ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ РЕЗИСТИВНЫХ КОЛЕЦ

© 2023 г. В. И. Пономаренко^а, *, И. М. Лагунов^а

^аКрымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
просп. акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

*E-mail: vponom@gmail.com

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 30.05.2022 г.

Принята к публикации 24.06.2022 г.

Получены частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости структуры в виде решетки из кольцевых резистивных элементов, расположенных в слое диэлектрика. Расчеты проведены на основе решения задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на структуру. Показана возможность варьирования дисперсионных зависимостей в широких пределах путем изменения параметров структуры.

DOI: 10.31857/S0033849423010114, EDN: EQPKWL

ВВЕДЕНИЕ

Искусственные композиционные структуры на основе включений различной формы из разных материалов обладают характером дисперсии эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей, не наблюдающимся в макрооднородных средах. Такие материалы перспективны для применения в различных целях в технике СВЧ, в частности в качестве радиопоглощающих [1–3]. Известны радиопоглощающие материалы с хаотической и упорядоченной структурой на основе включений в виде отрезков проводящих волокон, распределенных в связующей среде [4–6]. При малой объемной концентрации включений такие материалы обладают высоким уровнем поглощения электромагнитной энергии, при этом дисперсионную зависимость релаксационного типа эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП), определяющую взаимодействие материала с электромагнитной волной, можно варьировать в широких пределах путем изменения его параметров. Представляет интерес дальнейшее исследование материалов такого типа не только на основе прямых отрезков проводов, но и на основе включений различной формы, в частности, замкнутых контуров с более сильным по сравнению с отрезками емкостным взаимодействием.

Целью данной работы является расчет эффективной диэлектрической проницаемости структуры на основе решеток из резистивных колец, расположенных в диэлектрическом связующем. Для решения задачи дифракции применен метод

токовых элементов (МТЭ) [6–9]. Метод позволяет не только вычислять значения ЭДП, но и оценить применимость гомогенизации, не ограничиваясь ссылкой на малость характерных размеров по сравнению с длиной волны без соответствующих оценок.

1. ЗАДАЧА ДИФРАКЦИИ

На рис. 1 изображена плоская решетка из колец радиусом R из провода радиусом r , с проводимостью σ , причем $r \ll R$. Период решетки по осям x , y одинаков и равен $2a$. Исследуемая структура состоит из k таких плоских решеток, расположенных по оси z на расстоянии h одна от другой, находящихся в слое диэлектрика толщиной d с диэлектрической проницаемостью ϵ . Каждая решетка смещена относительно соседних со сдвигом по осям x , y на половину периода. Слой с решетками может быть расположен на электрическом зеркале, на магнитном зеркале или на полупространстве с известными материальными константами. Плоская электромагнитная волна длиной λ , поляризованная вдоль оси y , падает на структуру нормально из области свободного пространства. С учетом периодичности и симметрии структуры задача дифракции сводится к задаче рассеяния $ТЕМ$ -волны в канале Флоке (рис. 2), содержащем сегменты — четверти колец в сечениях

$$z_i = \frac{h}{2} + (i-1)h, \quad h = d/k, \quad i = 1, 2, \dots, k. \quad (1)$$

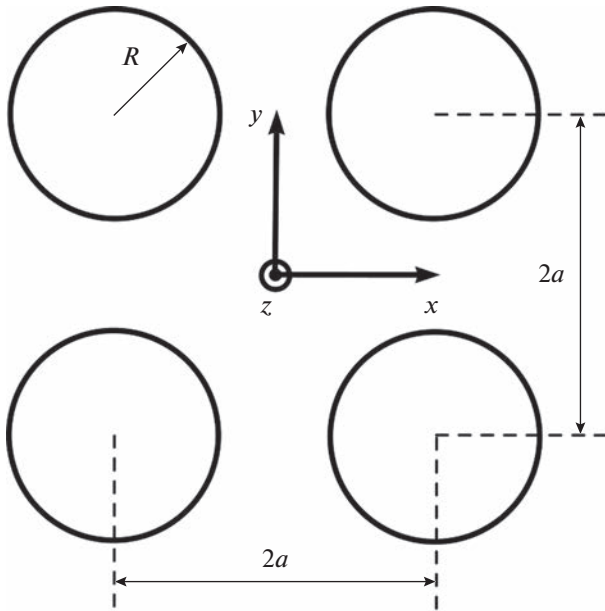


Рис. 1. Плоская решетка тонких резистивных колец.

В соответствии с МТЭ, каждый сегмент разбивается на N малых линейных элементов и решается задача возбуждения волновода токами в этих элементах с последующим наложением условий

$$I_i = \frac{E_i|_{z=z_i+r} + E_i|_{z=z_i-r}}{2Z_i}, \quad (2)$$

где E_i — касательная составляющая электрического поля на поверхности элемента в его средней части, Z_i — комплексное погонное сопротивление, вычисляемое по известной формуле для импеданса круглого цилиндрического провода [10]. Равенства (2) приводят к СЛАУ относительно токов $\{I_i\}$, через которые выражаются с учетом условий на границах $z=0$, $z=d$ амплитуды всех типов волн канала Флоке внутри слоя и в области $z < 0$. В отличие от рассмотренных в [3, 6–9] структур, токовые элементы направлены под разными углами к осям x , y , поэтому при решении

задачи возбуждения волновода [11] вычисление интегралов, которые содержат дельта-функцию, описывающую положение токов, выполняется через преобразование координат $x \rightarrow x'$, $y \rightarrow y'$, при котором начало координат (x', y') помещается в середину токового элемента, а ось y' направлена вдоль него.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\text{эф}}$ с действительной ϵ' и мнимой ϵ'' компонентами вычислялась по значениям комплексного коэффициента отражения (КО) при расположении композита на электрическом и магнитном зеркалах аналогично работе [3]. Такой способ введения эффективной диэлектрической проницаемости соответствует известному методу измерения материальных констант в режимах “короткого замыкания” и “холостого хода”, однако не в обычном волноводе с металлическими стенками, а в канале Флоке. Для обеспечения абсолютной точности 0.01 вычисления вещественной и мнимой частей КО в приведенных расчетах число разбиений одного проводящего сегмента на элементы полагалось равным 40, число учитываемых собственных гармоник канала Флоке как для E -волн, так и для H -волн составляло 4900, по 70 значений поперечных волновых чисел как по оси x , так и по оси y . Таким образом, общее число гармоник с учетом TEM -волны составляло 9801.

На рис. 3–5 приведены зависимости от длины волны компонент $\epsilon_{\text{эф}}$ композита при $k=3$, $r=5$ мкм, $a=0.005$ м, $h=0.001$ м и разных значениях других параметров. На данных рисунках кривые 1 и 2 соответствуют компонентам ϵ' и ϵ'' первой рассматриваемой структуры, а кривые 3 и 4 — ϵ' и ϵ'' второй структуры. Все кривые соответствуют структуре со сдвигом соседних решеток, за исключением кривых 3, 4 на рис. 5, которые соответствуют структуре без сдвига. Критерием точности нахождения ЭДП, как и в [6–8], было соответ-

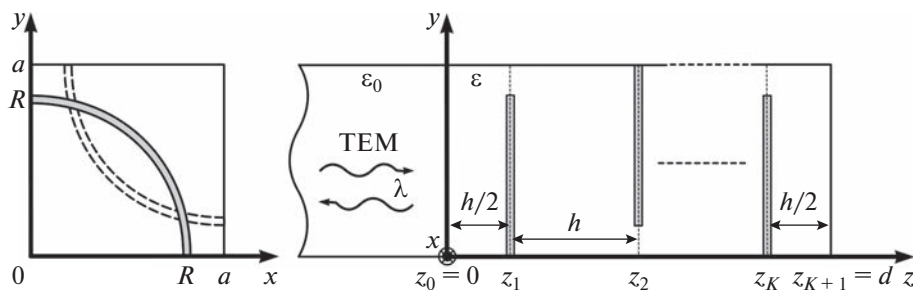


Рис. 2. К задаче рассеяния в эквивалентном волноводе.

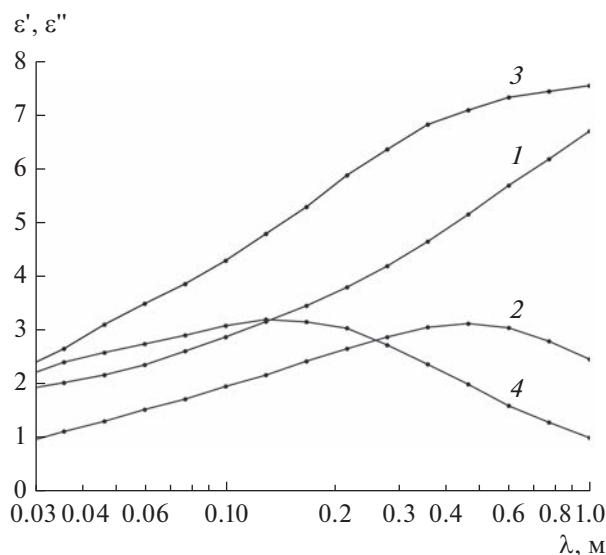


Рис. 3. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $R = 4.5$ мм, $\varepsilon = 1.8$; $\sigma = 5 \times 10^4$ См/м (1, 2), $\sigma = 1.5 \times 10^5$ См/м (3, 4).

ствие между значениями КО от гомогенизированной структуры K_r и значениями КО, полученными из решения задачи дифракции K_d при помещении структуры на металлическое или магнитное зеркало, а также на полупространство с диэлектрической проницаемостью ε , равной проницаемости связующего. Наибольшее различие K_r и K_d имело место в последнем варианте. Для длин волн, в три и более раз превосходящих период структуры, это различие не превышало 0.01 как для действительных, так и для мнимых компонент K_r и K_d . Отметим, что наращивание числа k плоских решеток больше трех не приводит к существенному изменению ЭДП.

Из рис. 3 видно, что увеличение проводимости материала провода привело в большей части диапазона длин волн к уменьшению ε'' и увеличению ε' , при этом максимальное значение ε'' сместилось в коротковолновую область. Отметим, что удельные проводимости материала колец, при которых проводились расчеты, характерны для карбонизированных и графитированных углеродных волокон [4, 12].

Из рис. 4 видно, что увеличение радиуса колец привело к уменьшению ε' и увеличению ε'' в большей части диапазона, при этом максимум зависимости $\varepsilon''(\lambda)$ сместился в длинноволновую область.

Сравнение кривых 1, 2 на рис. 5 и рис. 4 показывает, что увеличение диэлектрической проницаемости связующего от значения 1.8 до значения

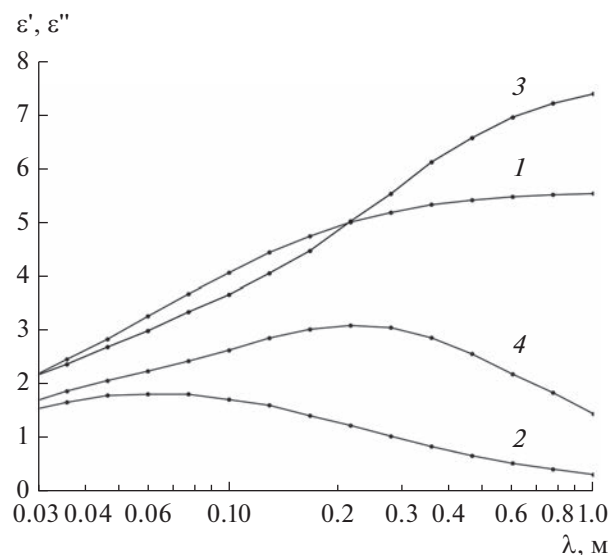


Рис. 4. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $\varepsilon = 1.8$, $\sigma = 10^5$ См/м; $R = 4$ (1, 2) и 4.5 мм (3, 4).

2.5 привело к смещению зависимостей $\varepsilon'(\lambda)$, $\varepsilon''(\lambda)$ в сторону увеличения.

Кривые 3, 4 на рис. 5, в отличие от проанализированных выше, соответствуют структуре без сдвига плоских решеток, но при тех же значениях параметров структуры со сдвигом, которым соответствуют кривые 1, 2 этого же рисунка. Малое отличие зависимостей 3, 4 от зависимостей 1, 2 можно объяснить тем, что токи смещения между

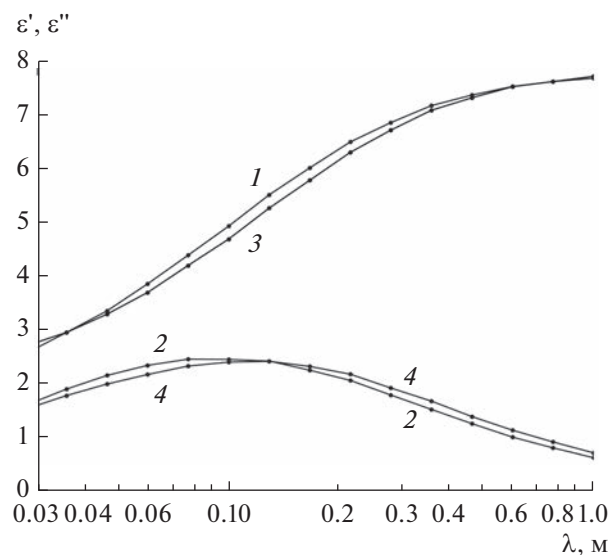


Рис. 5. Зависимость компонент ЭДП от длины волны при $R = 4$ мм, $\sigma = 10^5$ См/м, $\varepsilon = 2.5$ для решеток со сдвигом (1, 2) и без сдвига (3, 4).

соседними кольцами плоской решетки более локализованы в области между ними по сравнению с токами смещения между соседними линейными диполями, рассмотренными в [6, 7]. Это приводит к ослаблению взаимодействия между плоскими решетками по сравнению с композитом на основе линейных отрезков провода, в связи с чем в рассматриваемой структуре сдвиг соседних решеток не приводит к существенному изменению ЭДП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в [6–9] метод токовых элементов применен к решению задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на решетке из кольцевых резистивных элементов, токи в которых в отличие от структур, рассмотренных в указанных работах, направлены под различными углами к поперечным координатным осям канала Флоке. ЭДП структуры вычисляется по значениям комплексного коэффициента отражения при расположении структуры на электрическом и магнитном идеальных отражателях.

Численными расчетами показан релаксационный характер дисперсии ЭДП. Показано, что при длинах волн, в три и более раз превосходящих период структуры, замена решетки гомогенным слоем приводит к абсолютной ошибке вычисления, вещественной и мнимой частей КО, не превышающей 0.01. Адекватность описания структуры через ЭДП указывает на отсутствие или слабость квази-магнитного эффекта [13]. Последнее объясняется тем, что плоскости кольцевых проводящих контуров параллельны вектору магнитного поля первичной волны.

Рассмотрено влияние параметров решетки на ЭДП и показана возможность варьирования ЭДП в широких пределах. Результаты расчетов применимы к другим диапазонам длин волн при соот-

ветствующем масштабировании геометрических размеров рассмотренных структур.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лагарьков А.Н., Кисель В.Н., Семененко В.Н.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 10. С. 1119.
2. *Балагуров Б.Я.* Электрофизические свойства композитов: Макроскопическая теория. М.: Ленанд, 2015.
3. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* Поглотители электромагнитных волн. Радиофизическая теория. Методы расчета. Симферополь: Полипринт, 2021.
4. *Розанов К.Н.* Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ-применений. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: ИТПЭ РАН, 2018. 326 с.
5. *Hatakeyama K., Inui T.* // IEEE Trans. 1984. V. Mag-20. № 5. P. 1261.
6. *Лагунов И.М., Пономаренко В.И.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 245.
7. *Безуглов Д.А., Звездина М.Ю., Лагунов И.М. и др.* Композиционные материалы: разработка и применение. Новосибирск: Изд-во АНС "СибАК", 2017. С. 112.
8. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 6. С. 1009.
9. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 12. С. 1170.
10. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. М.: Высш. школа, 1978.
11. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989.
12. *Мелешко А.И., Половников С.П.* Углерод, углеродные волокна, углеродные композиты. М.: САЙНС-ПРЕСС, 2007.
13. *Левин Л.* Теория волноводов. Методы решения волноводных задач. М.: Радио и связь, 1981.

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 629.197

ОДНОПОЗИЦИОННАЯ ПАССИВНАЯ ЛОКАЦИЯ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ С КРИВОЛИНЕЙНЫМ ДВИЖЕНИЕМ И УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ ПЕРИОДА СИГНАЛА В ТОЧКЕ ПРИЕМА

© 2023 г. Ю. Г. Бульчев*, А. А. Мозоль^b

^aВсероссийский научно-исследовательский институт “Градиент”,
просп. Соколова, 96, Ростов-на-Дону, 344000 Российская Федерация

^bСеверо-Кавказский филиал Московского технического университета связи и информатики,
ул. Серафимовича, 62, Ростов-на-Дону, 344000 Российская Федерация

*E-mail: ProfBulychev@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.06.2022 г.

После доработки 18.08.2022 г.

Принята к публикации 25.08.2022 г.

Развит однопозиционный метод беспеленговой пассивной локации с учетом периодичности излучаемого импульсного радиосигнала, когда источник излучения движется по криволинейной траектории. Метод не требует оценивания текущей частоты Доплера, а в качестве измеряемого параметра выступает временная невязка между периодами излучаемого и принимаемого сигналов, обусловленная движением источника. Рассмотрены вопросы, связанные с вычислительной корректностью и точностными характеристиками метода, а также практическими рекомендациями. Приведен численный пример.

DOI: 10.31857/S0033849423010035, EDN: EPOXCI

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы, связанные с однопозиционными методами пассивной локации источника излучения (ИИ), имеют давнюю историю и подробно отражены в известной литературе (см., например, [1–20]). Среди них наибольший интерес представляют беспеленговые методы, поскольку достижение требуемой точности в пеленгаторных системах (особенно мобильных и требующих осуществления специального маневра), как правило, сопряжено с существенными технико-технологическими сложностями, большими габаритами и экономическими затратами.

Известны доплеровско-временные беспеленговые методы, оперирующие с периодическими сигналами и ориентированные на возможность измерения непрерывного смещения доплеровской частоты или периода принимаемого сигнала в точке наблюдения, обусловленного движением ИИ (в работе [6, с. 169–173] представлен исчерпывающий список литературы по данному вопросу). Указанные методы основаны на идее “синтеза базы”, что приводит в конечном итоге к формированию нескольких точек наблюдения на траектории движения и возможности использования известных методов многопозиционной локации (например, триангуляционного, разностно-дальномерного, дальномерно-дальномерного

и их комбинаций [21, 22]). При этом, как правило, рассматриваются такие траектории, которые на участке наблюдения либо известны (например, орбитальные с известными параметрами движения), либо с достаточной для практики точностью аппроксимируются моделью прямолинейного равномерного движения (как с известными, так и неизвестными параметрами движения). При этом принципиальным моментом является наличие априорной информации о скорости движения ИИ, что для практики зачастую является неприемлемым.

В [23] снимается ограничение, связанное с наличием априорной информации о величине скорости, однако решение задачи ограничивается моделью прямолинейного равномерного движения, не учитывающей возможный маневр ИИ. Однако предлагаемый в [23] беспеленговый метод однопозиционной локации предполагает предварительную текущую оценку доплеровской частоты, путем нахождения производной от временной невязки между периодами излучаемого и принимаемого сигналов. Известно, что даже незначительные флуктуационные ошибки измерений могут существенно влиять на результаты численного дифференцирования и точность решения задач, связанных с оценкой параметров движения ИИ.

Цель данной работы — устранить указанные недостатки и пробелы, для чего разработан беспелен-

ленговый метод, который по аналогии с [23] основан на вычислении временной невязки между периодами излученного и принятого сигнала, ориентирован на модель криволинейного движения ИИ и не требует промежуточных расчетов, связанных с дифференцированием и текущей оценкой частоты Доплера. Наблюдателя, который реализует данный метод, будем называть пассивным периодо-временным локатором (ППВЛ).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в прямоугольной декартовой системе координат XYZ (в центре которой находится ППВЛ) движение ИИ описывается полиномиальной моделью (для упрощения выкладок и наглядности метода ограничимся полиномом второй степени с начальным условием $\vec{r}_0 = \vec{r}(0)$)

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + 2^{-1} \vec{a} t^2, \quad t \in [0, T], \quad (1)$$

где $\vec{r}(t) = [x(t), y(t), z(t)]^T$ — вектор положения ИИ, $\vec{v}_0 = [v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}]^T$ — вектор начальной скорости, $v_0 = \|\vec{v}_0\|$ — величина скорости, $\vec{a} = [a_x, a_y, a_z]^T$ — вектор ускорения, $a = \|\vec{a}\|$ — величина ускорения, T — знак транспонирования.) В общем случае вместо (1) можно рассматривать обобщенный линейный полином с произвольными базисными функциями.

Отрезок наблюдения $[0, T]$ представим в виде

$$[0, T] = \bigcup_{n=1}^N [t_{n-1}, t_n], \quad t_n > t_{n-1}, \quad t_0 = 0, \quad t_N = T. \quad (2)$$

В точке наблюдения для каждого узла t_n подсчитывается число периодов M_n принятого импульсного сигнала $S(t)$ (с периодом T_s), целиком укладываемых в отрезок $[0, t_n]$. Текущее приращение дальности до ИИ описывается как $\Delta_R(t) = R(t) - R_0$, а соответствующий ему временной набег

$$\delta(t) = c^{-1} [R(t) - R_0], \quad (3)$$

где $R(t) = \|\vec{r}(t)\|$ — наклонная дальность, $\|\cdot\|$ — символ нормы вектора, $R_0 = \|\vec{r}_0\|$ — начальная дальность, c — скорость света.

Если в качестве измеряемого параметра принять величину $\delta_n = \delta(t_n)$, то можно воспользоваться следующим векторным уравнением периодо-временных измерений

$$\vec{h} = \vec{\delta} + \vec{\xi}, \quad (4)$$

где $\vec{h} = [h_n, n = \overline{1, N}]^T$, $\vec{\delta} = [\delta_n, n = \overline{1, N}]^T$, $\vec{\xi} = [\xi_n, n = \overline{1, N}]^T$, $h_n = h(t_n)$, $\xi_n = \xi(t_n)$, под $\vec{\xi} = [\xi_n, n = \overline{1, N}]^T$ понимается погрешность изме-

рений, распределенная по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и корреляционной матрицей $\mathbf{K}_{\xi}$, а измеряемый параметр $\delta_n = \delta(t_n)$ связан с числом подсчитываемых периодов соотношением (полагая $R_n = R(t_n)$)

$$\delta_n = t_n - M_n T_s = c^{-1} [R_n - R_0], \quad (5)$$

$$M_n = \sum_{p=1}^n \Delta M_p,$$

ΔM_p — количество периодов, подсчитываемых на отрезке $[t_{p-1}, t_p]$, $t_0 = 0$.

Если расстояние между ИИ и ППВЛ уменьшается, то $\delta_n < 0$, в противном случае $\delta_n > 0$. Появление временной невязки $\delta_n = \delta(t_n)$ обусловлено эффектом сжатия или растяжения исходного периодического импульсного сигнала в точке наблюдения за счет движения ИИ.

Требуется с учетом (1)–(5) разработать метод однопозиционной пассивной локализации ИИ с криволинейным (полиномиальным) движением на базе ППВЛ, не требующий вычисления текущей частоты Доплера. Метод должен включать в себя решение следующих вопросов: формирование алгоритма оценивания наклонной дальности и ряда характерных параметров движения ИИ на точных данных (принимая $\vec{\xi} = 0$); определение условий вычислительной корректности метода на точных данных; учет случайных погрешностей измерений; решение задачи локализации на избыточных данных с учетом погрешностей измерений (задача сглаживания на основе метода наименьших квадратов (МНК)) и получение соотношения для расчета корреляционной матрицы ошибок оценивания параметров движения ИИ; проведение вычислительного эксперимента на ЭВМ с целью демонстрации возможностей метода.

2. ПОСТРОЕНИЕ АЛГОРИТМА ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ НА ТОЧНЫХ ДАННЫХ

С учетом (1) можно получить выражение

$$R^2(t) = R_0^2 + 2t \langle \vec{r}_0, \vec{v}_0 \rangle + t^2 (v_0^2 + \langle \vec{r}_0, \vec{a} \rangle) + t^3 \langle \vec{v}_0, \vec{a} \rangle + 4^{-1} t^4 a^2. \quad (6)$$

где $\langle \cdot, \cdot \rangle$ — символ скалярного произведения двух векторов.

Формула (6) представляет собой первое базовое соотношение развиваемого метода. Второе базовое соотношение следует непосредственно из формулы (3):

$$R^2(t) = R_0^2 + 2cR_0\delta(t) + c^2\delta^2(t). \quad (7)$$

Приравнивая правые части выражений (6) и (7), после несложных преобразований получаем уравнение

$$-2c\delta(t)\chi_1 + 2t\chi_2 + t^2\chi_3 + t^3\chi_4 + 4^{-1}t^4\chi_5 = c^2\delta^2(t), \quad (8)$$

где $\chi_1 = R_0$, $\chi_2 = \langle \vec{r}_0, \vec{v}_0 \rangle$, $\chi_3 = (v_0^2 + \langle \vec{r}_0, \vec{a} \rangle)$, $\chi_4 = \langle \vec{v}_0, \vec{a} \rangle$, $\chi_5 = a^2$ — неизвестные коэффициенты, имеющие понятный физический смысл и подлежащие идентификации.

Введем набор (вектор) временных узлов

$$\vec{t}_{l|l} = [t_{l|l}, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T,$$

где $l \in \overline{1, L}$, $t_{l|l} \in \{t_1, t_2, \dots, t_N\}$, $t_{l|l+1} > t_{l|l}$.

Для фиксированного l и $D_{l|l} = 5$ сформируем следующую систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$\mathbf{A}_{l|l} \vec{\chi} = \vec{b}_{l|l}, \quad (9)$$

где $\vec{b}_{l|l} = [c^2\delta_{l|l}^2, d = \overline{1, 5}]^T$, $\vec{\chi} = [\chi_i, i = \overline{1, 5}]^T$, а матрица $\mathbf{A}_{l|l}$ (размером 5×5) образована строками $(-2c\delta_{l|l}, 2t_{l|l}, t_{l|l}^2, t_{l|l}^3, 4^{-1}t_{l|l}^4)$, $d = \overline{1, 5}$.

Решение СЛАУ (9) позволяет определять параметры криволинейного движения ИИ на точных данных для каждого набора $\vec{t}_{l|l} = [t_{l|l}, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T$.

Рассмотрим частный случай, когда ИИ движется прямолинейно и равномерно. Теперь вместо (8) имеем уравнение (в котором $\chi_3 = v_0^2$)

$$-2c\delta(t)\chi_1 + 2t\chi_2 + t^2\chi_3 = c^2\delta^2(t). \quad (10)$$

Аналогичная СЛАУ (с матрицей $\mathbf{A}$ размером 3×3) для рассматриваемого случая позволяет находить дальность R_0 , величину скорости v_0 и косинус угла γ между векторами $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$ с учетом очевидных соотношений: $R_0 = \chi_1$, $V_0 = \sqrt{\chi_3}$, $\cos \gamma = \chi_2 (R_0 v_0)^{-1}$. Если векторы $\vec{v}_0$ и $\vec{a}$ коллинеарны (для прямолинейного равноускоренного движения ИИ), то $\chi_4 = v_0 a$, $\chi_5 = a^2$. По найденным значениям $\chi_1, \dots, \chi_5$ вычисляем следующие параметры движения ИИ:

$$R_0 = \chi_1, \quad a = \sqrt{\chi_5}, \quad v_0 = \chi_4 a^{-1}, \\ \cos \gamma = \chi_2 (R_0 v_0)^{-1}.$$

До сих пор в качестве измеряемого параметра рассматривалась величина $\delta_n = t_n - M_n T_s$, которая предполагает знание периода T_s импульсного сигнала. Однако развиваемый метод можно обобщить

на случай неизвестного периода, если уравнение (8) для дискретного времени представить в виде

$$-2c(t_{l|l} - M_n T_s)\chi_1 + 2t_{l|l}\chi_2 + t_{l|l}^2\chi_3 + t_{l|l}^3\chi_4 + 4^{-1}t_{l|l}^4\chi_5 = c^2(t_{l|l} - M_n T_s)^2. \quad (11)$$

Принимая в качестве измеряемых величин $M_{l|l}$ и $t_{l|l}$, а период T_s включая в число неизвестных параметров, на основе (11) можно получить базовое уравнение для решения задачи пассивной локализации при неизвестном периоде сигнала (по аналогии с [23], где рассматривается прямолинейное равномерное движение ИИ с неизвестной скоростью). Однако указанное обобщение не приводится в статье ввиду громоздких выкладок, а результат требует отдельного исследования.

3. АНАЛИЗ УСЛОВИЙ НЕКОРРЕКТНОСТИ

Не снижая общности рассуждений, ограничимся плоским случаем (принимая $z = 0$) и сигналом с известным периодом. Очевидно, что для корректного применения развиваемого метода, связанного с решением СЛАУ (9), необходимо и достаточно выполнения условия $\det \mathbf{A}_{l|l} \neq 0$, что приводит к искомому результату

$$\vec{\chi} = [\mathbf{A}_{l|l}^T \mathbf{A}_{l|l}]^{-1} \mathbf{A}_{l|l}^T \vec{b}_{l|l}.$$

Для выявления случаев, при которых это условие нарушается, запишем столбцы матрицы $\mathbf{A}_{l|l}$ в виде векторов:

$$\vec{A}_{l|l1} = [-2c\delta_{l|l}, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T, \\ \vec{A}_{l|l2} = [2t_{l|l}, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T, \\ \vec{A}_{l|l3} = [t_{l|l}^2, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T, \\ \vec{A}_{l|l4} = [t_{l|l}^3, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T, \\ \vec{A}_{l|l5} = [4^{-1}t_{l|l}^4, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T.$$

Несложно заметить, что столбцы $\vec{A}_{l|l2}, \vec{A}_{l|l3}$ и $\vec{A}_{l|l4}$ линейно независимы, следовательно, для проверки условия $\det \mathbf{A}_{l|l} \neq 0$ достаточно показать, что $\vec{A}_{l|l1}$ линейно независим с этими столбцами. Так как $R_{l|l} = [x_{l|l}^2 + y_{l|l}^2]^{1/2}$, где $x_{l|l}^2 = (x_0 + v_{x0}t_{l|l} + 2^{-1}a_x t_{l|l}^2)^2$ и $y_{l|l}^2 = (y_0 + v_{y0}t_{l|l} + 2^{-1}a_y t_{l|l}^2)^2$, то нарушение условия $\det \mathbf{A}_{l|l} \neq 0$ эквивалентно тому, что векторы $\vec{X}_{l|l} = [x_{l|l}^2, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T$ и $\vec{Y}_{l|l} = [y_{l|l}^2, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T$ коллинеарны, т.е. $\vec{X}_{l|l} = k_{l|l} \vec{Y}_{l|l}$,

где $k_{l|l}$ — коэффициент пропорциональности. В противном случае имеем

$$R_{l|ld} = [x_{l|ld}^2 + y_{l|ld}^2]^{1/2} = [(k_{l|l})^2 y_{l|ld}^2 + y_{l|ld}^2]^{1/2} = (12)$$

$$= [(k_{l|l})^2 + 1]^{1/2} |y_{l|ld}| = q_{l|l} |y_{l|ld}|,$$

$$-2c\delta_{l|ld} = -2[R_{l|ld} - R_0] = -2[q_{l|l}|y_{l|ld}| - R_0]. \quad (13)$$

Из (12) и (13) следует, что координаты вектора $\bar{A}_{l|l}$ можно представить линейной комбинацией из координат векторов $\bar{A}_{l|l2}$, $\bar{A}_{l|l3}$ и $\bar{A}_{l|l4}$. Физический смысл условия $\bar{X}_{l|l} = k_{l|l}\bar{Y}_{l|l}$ (условие вычислительной некорректности метода) состоит в том, что ИИ движется по линии визирования ППВЛ.

Таким образом, для вычислительной корректности метода необходимо исключить случаи, когда ИИ движется вдоль линии визирования или в ее окрестности. Это накладывает определенные ограничения на условия наблюдения ИИ, что необходимо предусмотреть на практике.

4. УЧЕТ СЛУЧАЙНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

Для учета влияния случайных погрешностей измерений ξ на точностные характеристики развиваемого метода с учетом СЛАУ (9) воспользуемся традиционной процедурой расчета элементов корреляционной матрицы $\mathbf{K}_{\bar{\chi}|l|l}$ ошибок оценивания координат вектора $\bar{\chi}$ в линейном приближении [24]. Для этого воспользуемся представлением $\bar{\chi} = \mathbf{A}_{l|l}^{-1}\bar{h}_{l|l} = [\chi_k(\bar{\delta}_{l|l}), k = \overline{1,5}]^T$ (где $\bar{\delta}_{l|l} = [\delta_{l|ld}, d = \overline{1,5}]^T$) и частными производными следующего вида: $\partial\chi_k(\bar{\delta}_{l|l})/\partial\delta_{l|ld}$. С учетом этого искомая матрица находится так

$$\mathbf{K}_{\bar{\chi}|l|l} = \mathbf{F}_{\bar{\chi}|l|l} \mathbf{K}_{\xi} \mathbf{F}_{\bar{\chi}|l|l}^T, \quad (14)$$

где $\mathbf{F}_{\bar{\chi}|l|l} = [\partial\chi_k(\bar{\delta}_{l|l})/\partial\delta_{l|ld}, k = \overline{1,5}, d = \overline{1,5}]$.

Выражение (14) позволяет априорно на математических ожиданиях измеряемых параметров оценить потенциальные возможности развиваемого метода и выработать практические рекомендации для его наилучшего использования при конкретных условиях наблюдения ИИ, а также обоснованно подходить к выбору основных параметров метода (длины интервала наблюдения (T), количества узлов (N) и временных наборов ($\bar{l}_{l|l}$)). Так, номер $l^* \in \{1, 2, \dots, L\}$ оптимального набора $\bar{\delta}_{l^*|l}$, обеспечивающего минимизацию ошибки оценивания, находится по правилу

$$l^* = \arg \min_l \|\mathbf{K}_{\bar{\chi}|l|l}\|, \quad (15)$$

где $\|\mathbf{K}_{\bar{\chi}|l|l}\|$ — норма матрицы $\mathbf{K}_{\bar{\chi}|l|l}$.

5. УЧЕТ ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

По аналогии с (9) на базе уравнения (8) строится СЛАУ, в которой для случая избыточных измерений матрица $\mathbf{A}_{l|l}$ и вектор $\bar{h}_{l|l}$ имеют произвольное число строк $D_{l|l} \leq N$. Полагаем, что $D_{l|l}$ превышает количество оцениваемых параметров. С учетом этого, по аналогии с (14), корреляционную матрицу ошибок измерений координат вектора $\bar{h}_{l|l}$ можно представить так

$$\mathbf{K}_{\bar{h}|l|l} = \mathbf{F}_{\bar{h}|l|l} \mathbf{K}_{\xi} \mathbf{F}_{\bar{h}|l|l}^T. \quad (16)$$

При условии достаточно малых ошибок измерений для построения сглаженной оценки $\bar{\chi}_{l|l}^*$ вектора $\bar{\chi}$ можно воспользоваться МНК

$$\bar{\chi}_{l|l}^* = (\mathbf{A}_{l|l}^T \mathbf{K}_{\bar{h}|l|l}^{-1} \mathbf{A}_{l|l})^{-1} \mathbf{A}_{l|l}^T \mathbf{K}_{\bar{h}|l|l}^{-1} \bar{h}_{l|l}, \quad (17)$$

где $\bar{h}_{l|l} = [h_{l|ld}, d = \overline{1, D_{l|l}}]^T$ — вектор вторичных измерений.

Корреляционную матрицу ошибок оценивания находим так

$$\mathbf{K}_{\bar{\chi}_{l|l}^*} = (\mathbf{A}_{l|l}^T \mathbf{K}_{\bar{h}|l|l}^{-1} \mathbf{A}_{l|l})^{-1}, \quad (18)$$

при этом для выбора оптимального набора применяем критерий типа (15).

Следует отметить, что подход (16)–(18) не является строго оптимальным, поскольку элементы матрицы $\mathbf{A}_{l|l}$ зависят от результатов наблюдений. Но при определенных ограничениях на погрешности измерений он дает вполне приемлемый результат. Для более точного сглаживания можно использовать известные процедуры нелинейного оптимального оценивания, которые приводят на практике к трудоемким рекуррентным алгоритмам, предполагающим задание достаточно точного начального условия (для обеспечения необходимой точности и скорости сходимости).

Другой способ построения оценки $\bar{\chi}_{l|l}^*$ может состоять в предварительном сглаживании первичных измерений $h_{l|l1}, h_{l|l2}, \dots, h_{l|lD_{l|l}}$ соответствующим полиномом $\delta_{l|l}^*(t)$ и применении полученных результатов к решению построенной СЛАУ (однако эффективность реализации такого способа требует отдельного исследования). Кроме того, можно найти сглаженную оценку дальности для любого $t \in [0, T]$, а именно:

$$R_{l|l}(t) = R_{0|l|l}^* + c\delta_{l|l}^*(t), \quad (19)$$

где в качестве оптимального принимаем набор с номером $l = l^* \in \{1, 2, \dots, L\}$.

6. НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ И ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

Выше рассматривался случай оценивания начальной дальности $R_0 = R(0)$ для момента времени $t = 0$. Однако если ряд Тейлора, используемый для описания криволинейного движения ИИ, записать относительно не начального, а любого произвольного $t = t^* \in [0, T]$, то по аналогии с изложенным можно решить задачу пассивной локации именно для момента времени t^* , в частности, найти дальность $R_* = R(t^*)$. Разработанный метод несложно реализовать в виде следующих алгоритмов: по выборке нарастающего объема, на “скользящей” сетке или в виде фильтра Калмана [25]. При этом движение ИИ на интервале наблюдения можно рассматривать как кусочно-полиномиальное (в [23] оно рассматривалось как кусочно-линейное). При практической реализации метода возникают вопросы (например, выбор степени полинома, описывающего движение ИИ, или количества подсчитываемых импульсов), которые связаны с организацией измерительного процесса. В [25] даются практические рекомендации для решения этих вопросов в полном объеме. Очевидно, что развиваемый метод наиболее эффективен в случае, когда речь идет о больших пройденных расстояниях (т.е. “синтезируется база”, обеспечивающая необходимую точность оценивания), а это задает определенные ограничения на тип ИИ (в частности, его скорость, возможности маневра и т.д.), обоснованность используемого полинома на заданном интервале наблюдения и тактико-технические характеристики ППВЛ.

Для случаев, связанных с движением ИИ по линии визирования, можно предложить гибридный вариант использования развитого и известного энергетического метода [13]. Доказано, что этот метод, оперирующий с относительным уровнем принимаемого импульсного сигнала, наилучшим образом реализует свои потенциальные возможности при движении ИИ по линии визирования. В некотором смысле развитый и энергетический методы “ортогональны” в плане точности. Следовательно, комбинируя эти методы, можно обеспечить равномерную рабочую зону гибридного метода и достичь приемлемых точностных характеристик для различных условий наблюдения.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Предположим, что ИИ осуществляет плоскостное движение:

$$\begin{aligned} x(t) &= (x_0 + v_{x0}t + 2^{-1}a_x t^2), \\ y(t) &= (y_0 + v_{y0}t + 2^{-1}a_y t^2), \end{aligned}$$

где $x_0 = 7.5 \times 10^3$, $y_0 = 10^2$, $v_{x0} = -v_{y0} = -4 \times 10^2$. Здесь и далее время и погрешности измерений временных интервалов задаются в секундах, координаты и дальность — в метрах, скорость — в м/с, ускорение — в м/с², частота — в герцах.

Рассматриваются два варианта движения:

вариант 1 соответствует прямолинейному движению, когда $a_x = -a_y = -7$ (угол между вектором начальной скорости $\vec{v}_0$ и $\vec{a}$ равен нулю),

вариант 2 — криволинейному движению, когда $a_x = -7$, $a_y = 0$ (угол между векторами $\vec{v}_0$ и $\vec{a}$ равен 45°).

В обоих вариантах $\gamma = 135^\circ$.

Источник излучения формирует импульсный сигнал

$$S(t) = \sum_{k=1}^K \text{rect}[(t - kT_s)\tau^{-1}] \cos(2\pi f_0 t),$$

где $T = 16$, $T_s = 10^{-4}$, $\tau = 10^{-5}$, $f_0 = 10^{10}$. Параметры работы ППВЛ: $L = 3$, $D_{11} = 6$, $D_{21} = 5$, $D_{31} = 9$, $\vec{t}_{11} = [1, 4, 7, 10, 13, 16]^T$, $\vec{t}_{21} = [1, 5, 9, 13, 16]^T$, $\vec{t}_{31} = [1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 16]^T$, $\Delta M_p = \Delta M = 10^4$, $\mathbf{K}_\xi = \text{diag}[\sigma^2, \dots, \sigma^2]$, при этом погрешности измерений временного набега $\delta(t)$, обусловленные размытием фронтов импульсов, полагались некоррелированными и задавались по нормальному закону распределения с нулевым математическим ожиданием и значением среднеквадратического отклонения $\sigma \in \{10^{-10}, 10^{-9}\}$. Сглаживание измерений (4) осуществлялось путем аппроксимации полиномом 14-й степени (высокая степень обусловлена широким спектральным составом функции $\delta(t)$ за счет участвующей в ее представлении иррациональности (корня), несмотря на то, что сама эта функция является достаточно гладкой).

Величина “синтезируемой базы” для варианта 1 составила 9.7475×10^3 , а для варианта 2 — 9.1382×10^3 (разность длин баз равна 609.3, что соответствует 6.25%). Принятым исходным данным соответствуют следующие параметры: $\chi_1 = 7.5 \times 10^3$, $\chi_2 = -2.96 \times 10^6$, $\chi_3 = 2.68 \times 10^5$ (для варианта 1), $\chi_3 = 2.67 \times 10^5$ (для варианта 2), $\chi_4 = 5.6 \times 10^3$ (для варианта 1), $\chi_4 = 2.8 \times 10^3$ (для варианта 2), $\chi_5 = 9.9$. На основе трех наборов $\vec{t}_{11} = [\vec{t}_{11d}, d = \overline{1, D_{11}}]^T$ был реализован алгоритм (17) по выборке фиксированного объема, при этом оценки значений текущей дальности находились по формуле (19) и усреднялись на основе тысячи экспериментов (см. рис. 1). Результаты по абсолютным и относительным погрешностям приве-

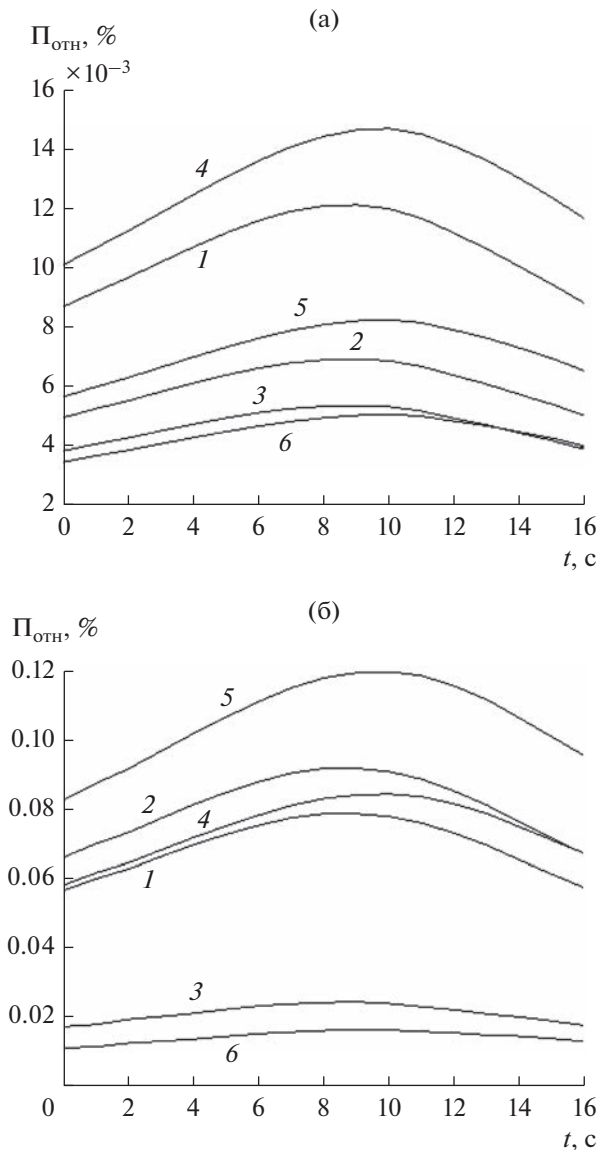


Рис. 1. Относительная погрешность $P_{\text{отн}}$ оценивания дальности для $\sigma = 10^{-10}$ (а) и $\sigma = 10^{-9}$ (б): вариант 1 при $a_x = -a_y = -7$ (кривые 1–3) и вариант 2 при $a_x = -7, a_y = 0$ (кривые 4–6) для $\vec{t}_{[1]}$ (1, 4), $\vec{t}_{[2]}$ (2, 5) и $\vec{t}_{[3]}$ (3, 6).

дены в табл. 1. Видим, что уменьшение размера “синтезируемой базы” на 6.25% (для варианта 2) приводит к увеличению погрешностей оценивания, однако выбором узлов временной сетки (с учетом наборов $\vec{t}_{[1]}$, $\vec{t}_{[2]}$ и $\vec{t}_{[3]}$) можно добиться существенного повышения точности. Как видно из таблицы, в большинстве рассмотренных случаев относительные погрешности не превышают 5%, при этом наибольшая погрешность оценивания соответствует параметрам χ_4 и χ_5 , которые в урав-

нении (8) стоят при старших степенных функциях (t^3 и t^4 соответственно).

При решении СЛАУ следует привлекать известные методы регуляризации, поскольку для данного примера число обусловленности матрицы данной СЛАУ составляет 2.2×10^5 для варианта 1 и 2.6×10^5 для варианта 2.

Результаты численного эксперимента показывают, что чем больше расстояние между узлами используемой временной сетки, тем меньшее влияние оказывают случайные погрешности измерений на результирующую точность оценивания. Это расстояние должно быть согласовано с динамикой ИИ, а именно: чем меньше скорость движения ИИ, тем больше должен быть шаг этой сетки и длительность интервала наблюдения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан метод однопозиционной локации применительно к стационарному ППВЛ, позволяющему оценивать параметры криволинейного полиномиального движения ИИ по результатам вычислений временной невязки между периодами излученного импульсного радиосигнала и периодами, подсчитанными в точке наблюдения. Метод не требует оценки текущей частоты Доплера и знания каких-либо априорных данных о параметрах принятой модели движения ИИ. Исследованы основные ограничения метода и условия его наиболее эффективного применения. Также получены аналитические соотношения, позволяющие оценивать точностные характеристики метода для различных условий наблюдения ИИ.

Метод может быть реализован как самостоятельно, так и в составе гибридного метода, объединяющего другие известные подходы пассивной однопозиционной и многопозиционной локации ИИ. Поскольку развитый метод позволяет определять дальность, то он может быть использован в дальномерно-дальномерных системах многопозиционной локации при решении известной задачи трилатерации [21, 22].

При наличии в периодо-временных измерениях не только флуктуационных погрешностей, но и сингулярных ошибок целесообразно первоначально подвергать эти измерения процедуре обобщенного инвариантно-несмещенного оценивания [26], обеспечивающей компенсацию этих ошибок, достижение эффекта сглаживания и оптимальное оценивание различных числовых характеристик (линейных функционалов, например, производных, интегралов, спектральных коэффициентов и т.д.), полезных не только для повышения устойчивости метода, но и оценки его эффективности.

Таблица 1. Сравнительный анализ

Вид движения	Наборы узлов	σ	Значения погрешностей оценивания коэффициентов									
			χ_1		χ_2		χ_3		χ_4		χ_5	
			абс.	отн.	абс.	отн.	абс.	отн.	абс.	отн.	абс.	отн.
Прямолинейное	$\bar{t}_{11}$	10^{-10}	0.65	0.01	236.15	0.01	11.57	0.004	4.35	0.08	0.02	0.23
		10^{-9}	4.25	0.06	1.4×10^3	0.05	155.25	0.06	36.32	0.65	0.2	2.03
	$\bar{t}_{12}$	10^{-10}	0.38	0.005	129.81	0.004	10.19	0.004	2.83	0.05	0.02	0.15
		10^{-9}	4.95	0.07	1.6×10^3	0.06	189.41	0.07	43.3	0.77	0.25	2.43
	$\bar{t}_{13}$	10^{-10}	0.29	0.004	99.42	0.003	9.26	0.003	2.38	0.04	0.013	0.13
		10^{-9}	1.3	0.02	582.81	0.07	57.86	0.02	0.12	0.002	0.01	0.1
Криволинейное	$\bar{t}_{11}$	10^{-10}	0.76	0.01	278.36	0.01	8.61	0.003	3.85	0.14	0.03	0.39
		10^{-9}	4.36	0.06	1.5×10^3	0.05	131.39	0.05	30.33	1.08	0.23	3.29
	$\bar{t}_{12}$	10^{-10}	0.43	0.006	150.64	0.005	8.60	0.003	2.52	0.09	0.02	0.26
		10^{-9}	6.19	0.08	2.1×10^3	0.07	169.23	0.06	41.42	1.48	0.31	4.49
	$\bar{t}_{13}$	10^{-10}	0.26	0.005	90.03	0.003	7.44	0.003	1.8	0.06	0.01	0.19
		10^{-9}	0.84	0.01	413.4	0.01	65.47	0.02	3.62	0.13	0.04	0.61

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основы маневрирования кораблей / под ред. М. Скворцова. М.: Воениздат, 1966.
2. Шебшаевич В.С. Введение в теорию космической навигации. М.: Сов. радио, 1971.
3. Громов Г.Н. Дифференциально-геометрический метод навигации. М.: Радио и связь, 1986.
4. Хвоц В.А. Тактика подводных лодок. М.: Воениздат, 1989.
5. Соловьев Ю.А. Спутниковая навигация и её приложения. М.: Экотрендз, 2003.
6. Мельников Ю.П., Попов С.В. Радиотехническая разведка. М.: Радиотехника, 2008.
7. Ярлыков М.С. Статистическая теория радионавигации. М.: Радио и связь, 1985.
8. Сосулин Ю.Г., Костров В.В., Паршин Ю.Н. Оценочно-корреляционная обработка сигналов и компенсация помех. М.: Радиотехника, 2014.
9. Булычев Ю.Г., Манин А.П. Математические аспекты определения движения летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 2000.
10. Булычев Ю.Г., Васильев В.В., Джуган Р.В. и др. Информационно-измерительное обеспечение натурных испытаний сложных технических комплексов. М.: Машиностроение—Полет, 2016.
11. Гельцер А.А. Однопозиционный метод определения местоположения источника радиоизлучения с использованием отражений сигналов от множества элементов рельефа и местных предметов // Автореф. дис. канд. техн. наук. Томск: Гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2012. 22 с.
12. Сиренко И.Л., Донец И.В., Рейзенкинд Я.А. и др. // Радиотехника. 2019. № 10. С. 28.
13. Булычев Ю.Г., Ивакина С.С., Насенков И.Г. // Радиотехника. 2015. № 6. С. 107.
14. Булычев Ю.Г., Мозоль А.А. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2017. № 4. С. 58.
15. Булычев Ю.Г., Мозоль А.А., Насенков И.Г. // РЭ. 2018. Т. 63. № 6. С. 563.
16. Булычев Ю.Г., Булычев В.Ю., Ивакина С.С. и др. // РЭ. 2016. Т. 61. № 4. С. 344.
17. Дятлов А.П., Дятлов П.А. // Спец. техника. 2010. № 5. С. 16.
18. Aidala V.J., Nardone S.C. // IEEE Trans. 1982. V. AES-18. № 4. P. 432.
19. Amelin K.S., Miller A.B. // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. № 6. P. 622.
20. Miller A. B. // Automation and Remote Control. 2015. V. 76. № 6. P. 1018.
21. Кондратьев В.С., Котов А.Ф., Марков Л.Н. Многопозиционные радиотехнические системы. М.: Радио и связь, 1986.
22. Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь, 1993.
23. Булычев Ю.Г., Мозоль А.А. // РЭ. 2021. Т. 66. № 5. С. 468.
24. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Высш. школа, 1999.
25. Жданюк Б.Ф. Основы статистической обработки траекторных измерений. М.: Сов. радио, 1978.
26. Булычев Ю.Г., Елисеев А.В. // Журн. вычислит. математики и матем. физики. 2008. Т. 48. № 4. С. 580.

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 621.391:004.934

МЕТОД АВТОРЕГРЕССИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РЕЧЕВОГО СИГНАЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОГИБАЮЩЕЙ ПЕРИОДОГРАММЫ ШУСТЕРА В КАЧЕСТВЕ ОПОРНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБРАЗЦА

© 2023 г. В. В. Савченко*

*Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
ул. Б. Печерская, 25, Нижний Новгород, 603155 Российская Федерация*

**E-mail: vvsavchenko@yandex.ru*

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.

После доработки 23.09.2022 г.

Принята к публикации 27.09.2022 г.

Рассмотрена задача авторегрессионного моделирования речевого сигнала по данным дискретного преобразования Фурье в режиме скользящего окна наблюдений небольшой длительности (миллисекунды). Исследована проблема устойчивости формируемой авторегрессионной модели. Предложено для ее преодоления использовать в качестве опорного спектрального образца огибающую периодограммы Шустера. Разработан новый метод авторегрессионного моделирования, в котором детектирование спектральной огибающей осуществляется с использованием рециркулятора последовательности отсчетов в частотной области. Рассмотрен пример его практической реализации, поставлен и проведен натурный эксперимент. По результатам эксперимента сделаны выводы о достижении существенно-го выигрыша в отношении не только устойчивости, но и точности авторегрессионной модели речевого сигнала.

DOI: 10.31857/S0033849423020122, EDN: LDATIU

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении нескольких десятков лет авторегрессионная (АР) модель привлекает к себе внимание исследователей и практиков в качестве способа эффективного кодирования речевого сигнала с многократным сжатием данных в информационных системах и технологиях самого разного назначения: от передачи речи по цифровым каналам связи до речевой аналитики и голосового управления [1, 2]. Как следствие, построение АР-модели, или АР-моделирование давно стало классической задачей в области автоматической обработки речи (АОР) [3–5]. Неудивительно поэтому, что существует множество разных подходов к ее решению, в рамках которых предложено множество разных методов и алгоритмов. Среди них доминируют параметрические методы цифрового спектрального анализа [6]. Примером может служить метод Берга, в котором гарантируется устойчивость формируемой АР-модели речевого сигнала вне зависимости от его длительности и тонкой структуры [7]. Однако точность метода Берга далеко не всегда отвечает требованиям практики, в том числе из-за эффектов нелинейной обработки: смещения и расщепления спек-

тральных мод в условиях малых выборок наблюдений [8].

Для преодоления недостатков параметрических методов был предложен [9] метод спектрального АР-моделирования речевого сигнала в режиме скользящего окна наблюдений конечной длительности τ . Благодаря использованию в этом методе дискретного преобразования Фурье (ДПФ), основанного на линейной обработке речевого сигнала, его авторам удалось существенно повысить точность АР-модели. Определенные сомнения при этом вызывает проблема устойчивости или стабильности [10] формируемой модели в смысле цифровой рекурсивной фильтрации [11]. Причем ее острота резко возрастает по мере увеличения требований пользователя к результатам итеративной вычислительной процедуры [9]. Решению указанной проблемы и посвящена, главным образом, данная статья.

Статья написана по результатам проведенного автором исследования в развитие результатов его предыдущих работ, опубликованных в соавторстве с сотрудниками Лаборатории алгоритмов и технологий анализа сетевых структур НИУ “Высшая школа экономики”, Нижний Новгород, Россия за период

2020–2022 гг. Цель исследования – разработка нового метода АР-моделирования речевого сигнала повышенной точности и устойчивости в условиях малых выборок.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача формулируется как оптимизационная в терминах дискретного спектрального моделирования (ДСМ) [12]. Пусть задан речевой фрейм $\{x(n)\}$ конечной размерности $N = \tau F$, где F – частота дискретизации речевого сигнала. Отталкиваясь от общего выражения на выделенном наборе из $M \gg 1$ дискретных частот $f_m = f_{m-1} + \Delta f$, $\Delta f = F/M$, спектральной плотности мощности (СПМ) АР-модели p -го порядка [8]

$$G_p(f_m; \mathbf{b}_l) = \frac{\sigma_0^2 T}{\left| \sum_{i=0}^p b_l(i) \exp(-j2\pi i f_m T) \right|^2}, \quad m = 0, M-1 \quad (1)$$

($T = 1/F$, $\sigma_0^2 = \text{const}$), путем последовательных приближений (итераций)

$$\forall i \leq p: b_l(i) = b_{l-1}(i) - \gamma_0 \frac{d}{db_{l-1}(i)} \rho(\mathbf{b}_{l-1}), \quad l = 1, 2, \dots, \quad (2)$$

с шагом $\gamma_0 = \text{const}$ найдем оптимальный вектор весовых коэффициентов $\mathbf{b}_l = \{b_l(i)\}$ из условия минимизации модифицированной величины COSH-расстояния:

$$\rho(\mathbf{b}_l) = \sqrt{\left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} G_0(f_m) G_p^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l) \right] \left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} G_p(f_m; \mathbf{b}_l) G_0^{-1}(f_m) \right]} - 1 \geq 0, \quad (3)$$

формируемой СПМ (1) относительно ее опорного образца $\{G_0(f_m)\}$ в теоретико-информационном смысле [9, 13]. Ввиду широкого распространения АР-модели в области АОР [7, 8] задача в данной постановке представляет очевидный интерес. Кроме того, из справедливости тождества

$$\rho(\mathbf{b}_l)_{|G_p(f_m; \mathbf{b}_l)=G^*(f_m)} = \rho(\mathbf{b}_l)_{|G_p(f_m; \mathbf{b}_l)=cG^*(f_m)}$$

для произвольной СПМ $G^*(f) > 0$ и неотрицательной константы $c > 0$, в том числе при равенстве $c = 1/\sigma_0^2$, вытекает инвариантность меры (3) к масштабному множителю σ_0^2 . Это исключает необходимость пошагового масштабирования АР-модели (1) в рамках итеративной вычислительной процедуры (2).

В работе [9] в качестве спектрального образца $\{G_0(f_m)\}$ использовалась основанная на M -точечном ($M \geq N$) ДПФ речевого сигнала ($j = \sqrt{-1}$)

$$S_x(jf_m) = T \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \exp(-j2\pi n f_m T) = T \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \exp(-j2\pi n m M^{-1}) \quad (4)$$

периодограмма Шустера общего вида [8]

$$G_x(f_m) = (MT)^{-1} |S_x(jf_m)|^2, \quad m = 0, 1, \dots, M-1. \quad (5)$$

Однако в этом случае не гарантируется устойчивость формируемой АР-модели (1), и это острая проблема для большинства известных методов ДСМ [10, 12].

Эффективным способом решения указанной проблемы представляется использование вместо

периодограммы (5) ее огибающей $\{\bar{G}_x(f_m)\}$ [14]. Во-первых, этим учитывается известная нацеленность АР-модели на описание именно огибающей СПМ, если мы имеем в виду вокализованный речевой сигнал [7]. И, во-вторых, использование огибающей периодограммы Шустера сильно уменьшает степень изрезанности формы опорного спектрального образца $\{G_0(f_m)\}$ как главного фактора неустойчивости АР-модели в задачах ДСМ [10]. Рассмотрим этот способ подробно в рамках общей формулировки (1)–(3) оптимизационной задачи.

2. СИНТЕЗ АЛГОРИТМА

Согласно акустической теории речеобразования [1, 7] СПМ вокализованных отрезков речевого сигнала имеет квазилинейчатую структуру и состоит из модулированных по амплитуде гармоник частоты основного тона F_0 [15]. Их огибающая содержит важную информацию о внутрипериодной (внутри периода основного тона) тонкой структуре речевого сигнала и именно в этом качестве представляет первостепенный интерес [16]. Аналогичную линейчатую структуру со сдвигом своих отсчетов в частотной области на $\Delta f = F/M$ имеет и периодограмма (5). Причем в силу линейности ДПФ (4) ее огибающая $\{\bar{G}_x(f_m)\}$ по форме подобна огибающей истинной СПМ. Вместе с тем АР-модель (1) является наиболее распространенным способом ее математического описания в задачах АОР [1]. Желательно, разумеется, при этом использовать ее наиболее точный оптимальный вариант.

Однако здесь возникает серьезная проблема в отношении критерия оптимальности. Все сколько-нибудь известные на данный момент критерии – Акаике, Шварца и их разнообразные модификации [17] – рассчитаны исключительно на эргодические случайные процессы. Речевой сигнал, рассматриваемый в условиях малых выборок, к ним не относится. Выход подсказывает работа [15], в которой предложен алгоритм оптимизации порядка $p < \infty$ АР-модели (1) через решение обратной задачи речеобразования по принципу “от речевого сигнала к его голосовому источнику”.

Вокализованная речь имеет своим источником периодическую последовательность коротких (доли миллисекунды) импульсов возбуждения голосового тракта диктора [16]. Обозначим ее СПМ через $\{G_y(f_m)\}$. В предположении о линейности голосового тракта и заданной априори СПМ речевого сигнала $\{G^*(f_m)\}$ в идеале будем иметь [5]

$$G_y(f_m) = cG^*(f_m)/\bar{G}^*(f_m), \quad m = \overline{0, M-1}. \quad (6)$$

Это известное уравнение выравнивающего [18] фильтра в частотной области.

Идеальная СПМ (6) отличается от истинной $\{G^*(f_m)\}$ только формой огибающей $\{\bar{G}_y(f_m)\}$. В силу малой длительности импульсов возбуждения она имеет практически прямоугольный вид в полосе рабочих частот $f_m \leq 0.5F$ [11]. Для всех $m < M$ при этом выполняется равенство

$$\begin{aligned} \bar{G}_y(f_m) &= \overline{cG^*(f_m)/\bar{G}^*(f_m)} = \\ &= c\bar{G}^*(f_m)/\bar{G}^*(f_m) = c = \text{const.} \end{aligned}$$

на роль целевой функции (3) рассматриваемой оптимизационной задачи. В ней в качестве опорного спектрального образца $\{G_0(f_m)\}$ используется огибающая $\{\bar{G}_x(f_m)\}$ периодограммы Шустера. Задача переходит в практическую плоскость: демодуляция СПМ (5) или оценка спектральной огибающей. Один из перспективных вариантов ее решения основывается на применении рециркулятора последовательности отсчетов в частотной области.

3. ПРИМЕР ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

По определению (5) периодограмма Шустера является неотрицательной функцией частоты. Поэтому ее демодуляция, или амплитудное детектирование в частотной области, не требует обычной нелинейной (диодной) обработки сиг-

Отсюда в соответствии с (3) получим тождество

$$\begin{aligned} &\sqrt{\left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} c^{-1} \bar{G}_y(f_m)\right] \left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} c \bar{G}_y^{-1}(f_m)\right]} - 1 = \\ &= \sqrt{\left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_y(f_m)\right] \left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_y^{-1}(f_m)\right]} - 1 \equiv 0. \end{aligned} \quad (7)$$

А это признак идеального выравнивающего фильтра (6). Правда, данное тождество не достижимо в строгом смысле в условиях априорной неопределенности в отношении истинного вида СПМ $\{G^*(f_m)\}$. Однако его можно использовать в качестве критерия точности АР-модели (1). Для этого подставим в (6) вместо неизвестных в общем случае СПМ $\{G^*(f_m)\}$ и $\{\bar{G}^*(f_m)\}$ их текущие выборочные оценки: $\{\hat{G}^*(f_m)\}$ и $\{\hat{\bar{G}}^*(f_m)\}$ соответственно. В рамках формализации (1)–(5) в результате получим равенство

$$\begin{aligned} \hat{G}_y(f_m) &= \hat{G}^*(f_m)/\hat{\bar{G}}^*(f_m) = \\ &= G_x(f_m)/G_p(f_m; \mathbf{b}_l) \triangleq G_y(f_m; \mathbf{b}_l), \quad m = \overline{0, M-1}. \end{aligned}$$

Уравнение выравнивающего фильтра в данном случае определяется через АР-модель (1). Отсюда в первом приближении по аналогии с равенством (6) можно записать

$$\bar{G}_y(f_m; \mathbf{b}_l) = \bar{G}_x(f_m)G_p^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l), \quad m = \overline{0, M-1}. \quad (8)$$

После подстановки выражения (8) в левую часть тождества (7) получим меру качества АР-модели (1) вида

$$\rho(\mathbf{b}_l) = \sqrt{\left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_x(f_m)G_p^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l)\right] \left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} G_p(f_m; \mathbf{b}_l)\bar{G}_x^{-1}(f_m)\right]} - 1 \quad (9)$$

нала в целях выпрямления его полярности. Достаточно сгладить последовательность отсчетов речевого сигнала согласно разностному уравнению [11]

$$\begin{aligned} \bar{G}_x(f_m) &= \beta_x \bar{G}_x(f_m - \Delta f) + G_x(f_m), \\ m &= 1, \dots, M-1, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\beta_x = \text{const}$. Выражение (10) описывает работу стандартного рециркулятора в функции межпериодного накопителя последовательности отсчетов речевого сигнала в режиме скользящего окна наблюдений в частотной области. В определенном смысле это аналог периодограммы Даньелла со сглаживанием соседних отсчетов [8]. Размер (длина) окна, или инерционность рециркулятора, регулируется выбором значения его параметра $\beta_x > 0$. Показатель инерционности [11]

$$\theta = -\Delta f / \ln \beta_x = -FM^{-1} / \ln \beta_x$$

ограничен снизу величиной $\Delta f_0 = F/N$ разрешающей способности ДПФ (4) по частоте. Однако выражение (8) накладывает на показатель θ естественные ограничения и сверху – в расчете на определенную степень гладкости формы АР-оценки СПМ $\{G_p(f_m; \mathbf{b}_l)\}$. Поэтому ограничимся равенством $\theta = \Delta f_0$, откуда получим верхнюю границу

$$\beta_x = \exp(-\Delta f / \Delta f_0) = \exp(-NM^{-1}). \quad (11)$$

Выражения (10) и (11) в совокупности определяют огибающую периодограммы Шустера при ее использовании в (12) в качестве опорного спектрального образца. Например, при $M = N = 128$ будем иметь $\beta_x \leq 0.37$.

Наглядной иллюстрацией к этому примеру служат рис. 1, на котором представлены три графика: периодограммы (5) и ее огибающей (10) для двух значений параметра β_x . Графики получены в границах одного и того же фрейма гласного звука речи “а” при равенствах $\tau = 16$ мс, $F = 8$ кГц и $M = 128$. Как видим, варьируя значение коэффициента усиления β_x , мы можем в широких пределах регулировать форму спектральной огибающей $\{\bar{G}_x(f_m)\}$ при сохранении достаточно высокой степени ее подобия форме исходной периодограммы (5). Система равенств

$$\forall m < M: G_0(f_m) = \bar{G}_x(f_m) \quad (12)$$

и выражения (9)–(11) в совокупности определяют новый метод АР-моделирования речевого сигнала по данным его ДПФ на интервале наблюдений конечной длительности τ . Эффективность данного метода была исследована экспериментально.

4. ПРОГРАММА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования служили сигналы шести русских гласных фонем из предыдущей работы автора [9]. Идея состояла в сравнительном анализе эффективности двух методов АР-моделирования речи: предложенного в данной работе – с использованием спектральной огибающей (12), и его прототипа, в котором в качестве опорного спектрального образца использовалась периодограмма Шустера (5). Напомним, что длительность каждого сигнала $T_x = 2...3$ с изначально предполагала его линейное членение на последовательность коротких ($\tau = 16$ мс) фреймов при их частичном (по 3 мс в начале и в конце) взаимном перекрытии во времени. В результате для каждой фонемы была создана представительная речевая база данных объемом $K = 1.6T_x/\tau = 200...300$ однородных фреймов $\{x(n)\}$. При частоте дискретизации речевого сигнала $F = 8$ кГц размерность каждого из них составила $N = 128$.

В дальнейшем по каждому фрейму с использованием 128-точечного ДПФ ($M = 128$) была получена периодограмма (5), а после этого – согласно выражениям (10)–(12) при равенстве $\beta_x = 0.25$ – ее огибающая $\{\bar{G}_x(f_m)\}$ в качестве соответствующего спектрального образца $\{G_0(f_m)\}$. Его АР-модель (1) порядка $p = 10$ (типовое значение для систем АОР [1]) была получена согласно итеративной процедуре (2) при ее инициализации вектором параметров $\mathbf{b}_0 = (1, -\mathbf{a}_p)$, где $\mathbf{a}_p$ – вектор коэффициентов линейной авторегрессии p -го порядка. При этом было использовано выражение для градиента критериальной функции (9) общего вида [9]

$$\forall i = \overline{0, p}: \frac{d}{db_l(i)} \rho(\mathbf{b}_l) = M^{-1} \left[\sqrt{\frac{g_1(\mathbf{b}_l)}{g_2(\mathbf{b}_l)}} \sum_{k=0}^p b_l(k) \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_x(f_m) \cos[2\pi(k-i)f_m T] - \sqrt{\frac{g_2(\mathbf{b}_l)}{g_1(\mathbf{b}_l)}} \sum_{k=0}^p b_l(k) \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_x^{-1}(f_m) G_p^2(f_m; \mathbf{b}_l) \cos[2\pi(k-i)f_m T] \right], \quad l = 1, 2, \dots,$$

где введены обозначения

$$g_1(\mathbf{b}_l) \triangleq M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} G_p(f_m; \mathbf{b}_l) \bar{G}_x^{-1}(f_m);$$

$$g_2(\mathbf{b}_l) \triangleq M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_x(f_m) G_p^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l).$$

Сходимость итераций (2) в точку $\mathbf{b}^*$ минимума зависимости (9) гарантировалась выбором допустимого (ограниченного сверху) значения шага $\gamma_0 = 0.1$. Однако возникают вопросы принципиального характера: насколько гарантирована устойчивость итоговой АР-модели и какова ее точность?

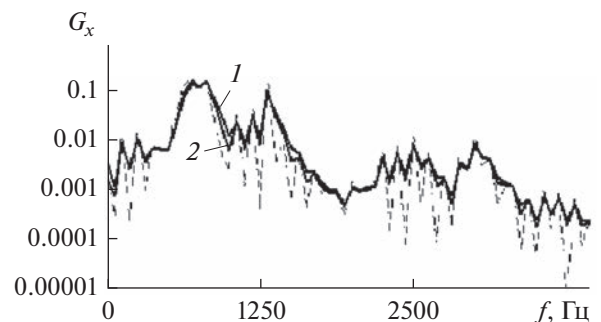


Рис. 1. Графики периодограммы Шустера (штриховая кривая) и ее огибающей (сплошные кривые) в двух вариантах значений параметра β_x : 0.37 (1) и 0.25 (2).

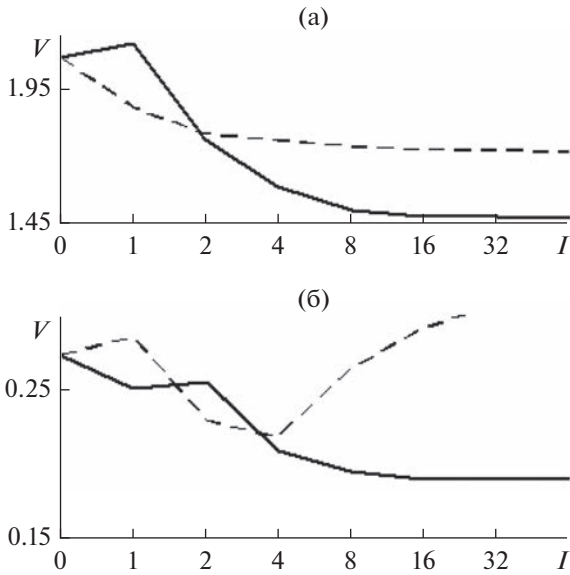


Рис. 2. Кривые сходимости в метрике (3) двух методов АР-моделирования сигнала звука речи “а” (сплошные кривые): с использованием в качестве опорного спектрального образца периодограммы Шустера (а) и ее огибающей (б) в сопоставлении с кривыми сходимости их альтернатив (штриховые кривые): предложенного в статье метода и его прототипа соответственно.

Устойчивость формируемой модели (1) на нулевом шаге итераций обеспечивалась инициализацией вычислительной процедуры (2) с использованием выборочной оценки вектора коэффициентов $\mathbf{a}_p$ методом Берга. Устойчивость ее последующих приближений контролировалась наблюдателем

$$\mathbf{b}_0 = (1; -0.917124236; 0.430847898; -0.265832062; 0.701148961; -0.372491825; -0.002903572; -0.031471774; 0.189665721; 0.140846521; -0.356422549).$$

Как видим, обе кривые быстро сходятся в область оптимума $l > l_0 = 4$, где выполняется приближенное равенство $\mathbf{b}^* \approx \mathbf{b}_8$. В нормированном виде $V_0(l) = V(l)/V(0)$, $l = 1, 2, \dots$, они практически не отличаются друг от друга по динамике (рис. 3). Правда, полученные результаты довольно сильно отличаются между собой по точности. Это хорошо видно из сравнения графиков двух СПМ на

$$\mathbf{b}_8 = (1.153056; -0.939943644; 0.395510652; -0.10847565; 0.719702155; -0.32657449; 0.237992271; 0.034458309; 0.082703038; 0.208791598; -0.258948291).$$

Отметим, что в рамках нового метода был получен качественно иной результат:

$$\mathbf{b}_8 = (1.06302228; -0.868566584; 0.455000405; -0.220341619; 0.718875293; -0.338769231; 0.084934534; -0.007201326; 0.21310955; 0.118502559; -0.305005488).$$

визуально: по виду импульсной характеристики соответствующего формирующего фильтра с комплексным коэффициентом передачи

$$K_p(jf; \mathbf{b}_l) = \frac{b_l(0)}{\sum_{i=0}^p b_l(i) \exp(-j2\pi i f T)} \sim \sqrt{G_p(f; \mathbf{b}_l)}, \quad |f| \leq 0.5F. \quad (13)$$

Рабочей характеристикой, или показателем эффективности предложенного метода служили значения функции (3), рассчитанные согласно выражению (9) для каждого отдельного фрейма данных $\{x(n)\}$. Впоследствии эти значения статистически усреднялись на множестве из K их практически независимых реализаций. При этом погрешность усредненных оценок в ее относительном выражении не вышла за пределы $\delta = 165/\sqrt{K} = 10 \dots 11\%$ при доверительной вероятности, равной 0.9 [15, 19].

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные результаты представлены на рисунках. На рис. 2а, 2б показаны кривые сходимости $V(l) = \rho(\mathbf{b}_l)$, $l = 1, 2, \dots$, двух разных методов АР-моделирования речи. Напомним, что различия между рассматриваемыми методами состоят в используемом опорном образце СПМ $\{G_0(f_m)\}$. Первоначально это была периодограмма Шустера (4), (5), а в новом методе — ее огибающая (10). Все остальные их элементы, включая итеративную градиентную процедуру (2), совпадают. Совпадают в данном случае и их начальные приближения вектора АР-параметров по методу Берга:

рис. 4. Кроме того, путем слежения за импульсной характеристикой формирующего фильтра (13) было установлено, что приближения вектора АР-параметров $\mathbf{b}_l$, полученные новым методом (1)–(12), отвечают устойчивому варианту АР-модели (1) для всех $l \leq 64$. Напротив, при применении метода-прототипа устойчивость АР-модели нарушается, начиная, по крайней мере, с восьмого шага приближений, для которого выполняется равенство

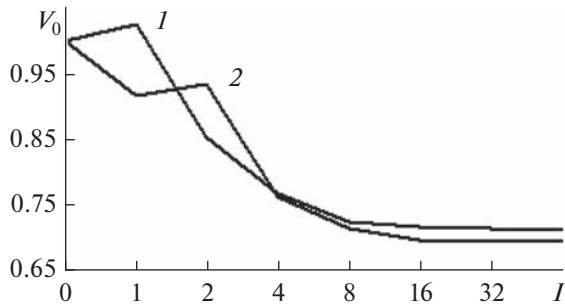


Рис. 3. Нормированные кривые сходимости двух методов АР-моделирования: с использованием в качестве опорного спектрального образца периодограммы Шустера (кривая 1) и ее огибающей (кривая 2).

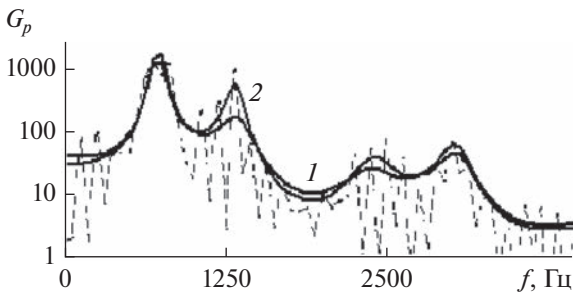


Рис. 4. Семейство СПМ по результатам применения двух методов АР-моделирования: с использованием в качестве опорного спектрального образца периодограммы Шустера (кривая 1) и ее огибающей (кривая 2) в сопоставлении с графиком периодограммы Шустера (штриховая линия).

Наглядной иллюстрацией к сказанному служат штриховые кривые на рис. 2, которые отображают в метрике (3) динамику итераций (2) для альтернативного в каждом из двух случаев метода АР-моделирования. Так, начиная с точки $l > 4$ штриховая кривая на рис. 2б утрачивает все признаки сходимости к оптимуму. Это справедливо для метода-прототипа. Напротив, штриховая кривая на рис. 2а этими признаками определенно обладает. Это относится к новому методу. По-видимому, именно так проявляется себя проблема устойчивости АР-модели (1).

Отметим, что сделанные выводы распространяются и на другие гласные звуки речи контрольного диктора. Подтверждением служат две гистограммы распределений по гласным фонемам средней доли $W(\mathbf{b})$ устойчивых результатов АР-моделирования на рис. 5, где серым фоном отмечены результаты работы [9]. При доверительной вероятности 0.95 погрешность измерений составила в данном случае величину порядка $196/\sqrt{2000} \approx 5\%$ [19]. Таким обра-

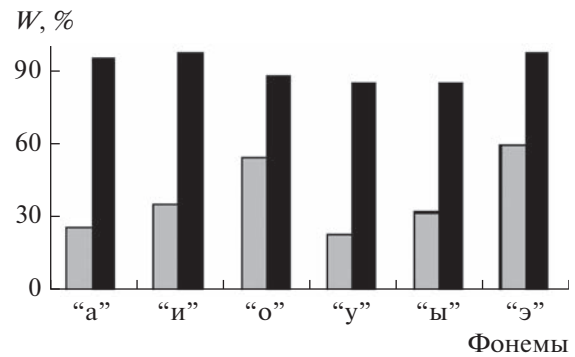


Рис. 5. Гистограммы распределения по гласным фонемам контрольного диктора средней доли устойчивых АР-моделей (1) по результатам четырех итераций (2) при применении двух методов моделирования: с использованием в качестве опорного спектрального образца периодограммы Шустера (серые столбики [9]) и ее огибающей (черные столбики).

зом, если в качестве опорного спектрального образца $\{G_0(f_m)\}$ использовать не непосредственно периодограмму Шустера, а ее огибающую, то практически полностью исключается проблема устойчивости АР-модели в задачах ДСМ.

6. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное исследование было бы не полным без ответа на вопрос о сравнительной точности двух представленных на рис. 4 оценках СПМ. По существу, речь идет о критерии качества формируемой АР-модели. Ответом на этот вопрос могут служить результаты второй, заключительной стадии экспериментальных исследований. На этой стадии АР-модель (1) рассматривалась в качестве инверсии квадрата комплексного коэффициента передачи

$$K_p^{-1}(jf; \mathbf{b}_l) \sim \sqrt{G_p^{-1}(f; \mathbf{b}_l)}, |f| \leq 0.5F$$

выравнивающего фильтра (6). СПМ речевого сигнала на выходе этого фильтра

$$\begin{aligned} G_y(f_m; \mathbf{b}_l) &= G_x(f_m) K_p^{-2}(jf_m; \mathbf{b}_l) = \\ &= c G_x(f_m) G_p^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l), \quad m=0, M-1, \end{aligned} \quad (14)$$

в идеале должна иметь прямоугольную огибающую $\{\bar{G}_y(f_m; \mathbf{b}_l)\}$, для которой в полосе рабочих частот выполняется тождество (7). В силу неидеальности АР-модели (1) оно приводит к следующему выражению для объективного показателя ее точности:

$$Q(\mathbf{b}_l) = \sqrt{\left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_y(f_m; \mathbf{b}_l) \right] \left[M^{-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{G}_y^{-1}(f_m; \mathbf{b}_l) \right]} - 1 \geq 1. \quad (15)$$

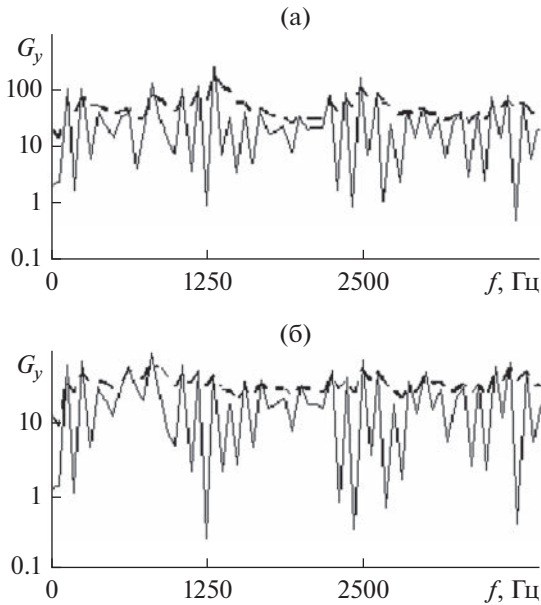


Рис. 6. Графики СПМ сигнала гласного звука речи “а” на выходе выравнивающего фильтра (14) при применении двух методов АР-моделирования (сплошные кривые): метода-прототипа (а) и предложенного нового метода (б), в сопоставлении с графиками двух спектральных огибающих $\bar{G}_y(f_m)$ (штриховые кривые), рассчитанными согласно (16).

Он и служил в дальнейшем характеристикой сравнительной эффективности двух методов АР-моделирования. При этом для выделения спектральной огибающей $\{\bar{G}_y(f_m; \mathbf{b}_l)\}$ по аналогии с (10) использовали рециркулятор

$$\bar{G}_y(f_m) = \beta_y \bar{G}_y(f_m - \Delta f) + G_y(f_m), \quad (16)$$

$$m = 1, \dots, M - 1.$$

Его коэффициент усиления в цепи обратной связи

$$\beta_y = \exp(-\Delta f / F_0) = \exp(-F / (F_0 M)) \approx 0.62$$

рассчитывается из условия приблизительного равенства параметра инерционности $\theta = F_0$ частоте основного тона $F_0 \approx 130$ Гц в речи контрольного диктора [15]. Для иллюстрации сказанного на рис. 6 представлены графики двух СПМ речевого сигнала на выходе выравнивающего фильтра (14), реализованного в двух вариантах оценки СПМ (см. рис. 4). Их огибающие, рассчитанные согласно (16), показаны на рисунке штриховыми кривыми. Даже визуально — по форме спектральной огибающей — метод-прототип проигрывает новому методу АР-моделирования. Полученные результаты отражены на рис. 7 в виде двух гистограмм показателя точности АР-моделирования (15) в зависимости от номера итерации l . Штриховкой здесь отмечены значения показателя для двух представленных на рис. 4 оценок СПМ. Как

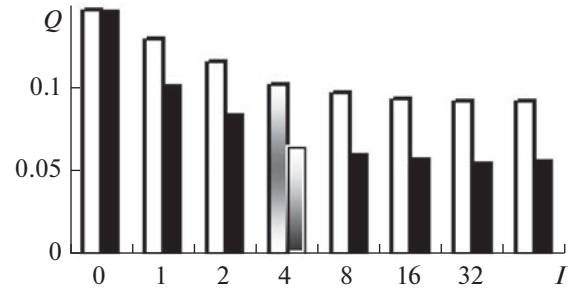


Рис. 7. Гистограммы распределения показателя точности АР-модели (1) гласного звука речи “а” в зависимости от числа итераций (2) при применении двух методов моделирования: с использованием в качестве опорного спектрального образца периодограммы Шустера (светлые столбики) и ее огибающей (черные столбики).

видим, и в отношении точности АР-модели (1) метод, предложенный в данной работе, выигрывает, причем существенно, у своего прототипа: примерно 36.5%. По сравнению с методом Берга (при $l = 0$ на рис. 7) выигрыш возрастает до 56%. Объяснением данного эффекта может служить сама идея АР-моделирования речевого сигнала на основе огибающей его линейчатого спектра мощности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования предложен новый метод АР-моделирования речевого сигнала в режиме скользящего окна наблюдений длительностью в один речевой фрейм. Его основополагающая идея состоит в использовании методологии ДСМ с огибающей периодограммы Шустера в качестве опорного спектрального образца. В результате удалось не только решить проблему устойчивости формируемой АР-модели речевого сигнала, но и существенно повысить ее точность в теоретико-информационном смысле.

Полученные результаты предназначены для использования в системах АОР различного назначения, включая речевую связь, прикладную акустику, техническую и медицинскую диагностику, анализ эмоционального состояния дикторов по голосу и др. [2, 20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gibson J. // Entropy. 2018. V. 20. № 10. P. 7502018. <https://doi.org/10.3390/e20100750>
2. Gudnason J. Speech Production Modeling and Analysis. Academic Press Library. In Signal Processing, Elsevier. 2014. V. 4. P. 985. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-396501-1.00034-0>
3. Ando Sh. // The J. Acoustical Society of America. 2019. V. 146. P. 2846. <https://doi.org/10.1121/1.5136873>

4. Cui S., Li E., Kang X. // IEEE Int. Conf. Multimedia and Expo (ICME). London. 06–10 Jul. 2020. N.Y.: IEEE, 2020. P. 9102765.
<https://doi.org/10.1109/ICME46284.2020.9102765>
5. Savchenko V.V. // Radioelectronics and Communications Systems. 2021. V. 64. № 11. P. 592.
<https://doi.org/10.3103/S0735272721110030>
6. Castanié F. Digital Spectral Analysis. Parametric, Non-Parametric and Advanced Methods. Hoboken—London: Wiley-ISTE. 2011.
<https://doi.org/10.1002/9781118601877>
7. Rabiner L.R., Shafer R.W. Theory and Applications of Digital Speech Processing. Boston: Pearson, 2010.
8. Marple Jr. S.L. Digital Spectral Analysis with Applications. Mineola, N.Y.: Dover Publications, 2019.
9. Савченко В.В., Савченко Л.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1100.
<https://doi.org/10.31857/S0033849421110085>
10. Kazemipour A., Miran S., Pal P. et al. // IEEE Trans. 2017. V. SP-65. № 9. P. 2333.
<https://doi.org/10.1109/TSP.2017.2656848>
11. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977.
12. Mustiere F., Bouchard M., Bolic M. // IEEE Trans. 2012. V. ASLP-20. № 2. P. 705.
<https://doi.org/10.1109/TASL.2011.2163511>
13. Savchenko A.V., Savchenko V.V. // Radioelectronics and Communications Systems. 2021. V. 64. № 6. P. 300.
<https://doi.org/10.3103/S0735272721060030>
14. Tohyama M. // Acoustic Signals and Hearing. Acad. Press, 2020. P. 89.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-816391-7.00013-9>
15. Савченко А. В., Савченко В. В. // Измерит. техника. 2022. № 6. С. 60.
<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2022-6-60-66>
16. Palaparthi A., Titze I.R. // Speech Commun. 2020. V. 123. P. 98.
<https://doi.org/10.1016/j.specom.2020.07.003>
17. Ding J., Tarokh V., Yang Y. // IEEE Trans. 2018. V. IT-64. № 6. P. 4024.
<https://doi.org/10.1109/TIT.2017.2717599>
18. Min S.Y., Kim Y.K. // J. Korea Academia-industrial Cooperation Society. 2010. № 11. P. 3558.
<https://doi.org/10.5762/KAIS.2010.11.9.3558>
19. Савченко В.В. // Научные ведомости Белгород. ГУ. Сер. Экономика. Информатика. 2015. № 7. Вып. 34/1. С. 84.
20. Sharma G., Umapathy K., Krishnan S. // Appl. Acoustics. 2020. V. 158. P. 107020.
<https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2019.107020>

**ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ
ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ**

УДК 519.725;512.62

МНОЖЕСТВА НЕДВОИЧНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ С НИЗКИМ УРОВНЕМ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ЦИФРОВОЙ ИНФОРМАЦИИ

© 2023 г. В. Г. Стародубцев*

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского,
ул. Ждановская, 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация

*E-mail: vgstarod@mail.ru

Поступила в редакцию 26.04.2022 г.

После доработки 14.06.2022 г.

Принята к публикации 27.06.2022 г.

Представлены множества не двоичных псевдослучайных последовательностей (НПП) для периодов $N = p^S - 1 < 20000$ ($p = 3, 5, 7, 11$), сформированных в конечных полях $GF(p^S)$, мощность которых равна $V = N + 1$, а максимум модуля пиков периодических автокорреляционной (ПАКФ) и взаимно корреляционной функций (ПВКФ) удовлетворяет граничным оценкам, полученным В.М. Сидельниковым. В дополнение к минимальным полиномам элементов α и α^2 , где α – примитивный элемент поля $GF(p^S)$, определены минимальные полиномы элементов α и α^{i_d} (i_d – индекс децимации), на основании которых могут быть сформированы новые множества НПП с эквивалентными корреляционными свойствами. Определены наборы индексов $i_d > 2$ для различных сочетаний параметров p и S . Рассмотрены случаи четного и нечетного значений параметра S , для которых получены максимальные по модулю значения ПАКФ и ПВКФ и определены число и значения различных уровней корреляционных функций.

DOI: 10.31857/S0033849423020134, EDN: LCTVMQ

Одним из направлений развития систем передачи цифровой информации (СПЦИ), предусматривающих корреляционную обработку, является переход к не двоичным фазоманипулированным сигналам с расширенным спектром (СРС), формируемым на основе не двоичных псевдослучайных последовательностей (НПП) [1–4].

Исследованию вопросов определения автокорреляционных и взаимно корреляционных свойств НПП посвящено большое количество работ [4–18]. Одной из основополагающих является работа [5], в которой получены нижние оценки максимума модуля автокорреляции и взаимной корреляции не двоичных последовательностей, формируемых для различных минимальных полиномов элементов полей $GF(p^S)$.

В [6, 7] определены индексы децимации i_d , позволяющие определять минимальные полиномы при формировании множеств НПП, для которых выполняется условие, что наибольший общий делитель (НОД) $(i_d, p^S - 1) = 1$, т.е. последовательности в множествах получались путем сложения двух различных МП. При этом максимум модуля

корреляции соответствует граничным оценкам, полученным в [5].

Дальнейшим направлением исследований стала разработка алгоритмов формирования множеств последовательностей с низким уровнем взаимной корреляции на основе децимации МП по индексам, не являющимся взаимно простыми с периодом N . В [8, 9] для нечетных значений S и индексов децимации, удовлетворяющих условию НОД $(i_d, p^S - 1) = 2$, определена верхняя граница для значений взаимной корреляции $|R_{\max}| = 1 + (p + 1)p^{S/2}/2$ и мощность полученных множеств последовательностей. В [10–12, 14–17] для четных значений S и индексов децимации, для которых НОД $(i_d, p^S - 1) > 2$, также определены мощности множеств и максимальные значения взаимной корреляции. При этом последовательности в данных множествах формируются путем сложения МП с периодом $N = p^S - 1$ и децимированных последовательностей с периодами, являющимися делителями N .

В [18] проведен сравнительный анализ основных результатов по формированию множеств последовательностей с хорошей взаимной корреля-

цией и получены новые множества для $S = 2 \bmod 4$. В [19–22] рассмотрены возможности формирования многофазных сигналов на основе новых структур синтеза последовательностей.

Целью статьи является определение индексов децимации i_d для вычисления в полях $GF(p^S)$ минимальных полиномов элементов α и α^{i_d} ($i_d > 2$), на основании которых могут быть сформированы новые множества НПП с корреляционными свойствами, удовлетворяющими граничным оценкам, полученным в [5].

Основные результаты по формированию множеств НПП с низким уровнем автокорреляции и взаимной корреляции получены на основе композиции МП и последовательностей, получаемых путем ее децимации по различным индексам. Недвоичные МП с периодом $N = p^S - 1$ формируются над конечными полями $GF(p^S)$. Символы d_i ($i = 0, \dots, N - 1$) МП в каноническом виде определяются выражением [2, 7, 10]

$$d_i = \text{tr}_{S1}(\alpha^i), \quad (1)$$

где $\text{tr}_{S1}(\alpha)$ – функция следа примитивного элемента α из поля $GF(p^S)$ в поле $GF(p)$.

Известно [2–4], что корреляционные свойства СРС в основном определяются корреляционными свойствами последовательностей A_j

$$A_j = \{a_{ji}\} = \{a_{j0}, a_{j1}, \dots, a_{jN-1}\}, \quad (2)$$

где N – период последовательности; a_{ji} – элементы, принадлежащие комплекснозначному алфавиту из p элементов и представляющие собой корни p -й степени из единицы, т.е.

$$a_{ji} = \exp(j2\pi l/p), \quad l = 0, p-1.$$

Если элемент a_{ji} принадлежит комплекснозначному алфавиту, то используется метрика в Евклидовом пространстве. При этом для периодической взаимно корреляционной функции (ПВКФ) последовательностей A_j и A_k с периодом N справедливо выражение [5–10]

$$R_{jk}(\tau) = \sum_{l=0}^{N-1} a_{jl} a_{k,l+\tau}^*, \quad (3)$$

где $a_{j,l+\tau}^*$ – комплексно сопряженный элемент; τ – циклический сдвиг, принимающий дискретные значения; сдвиг $(l + \tau)$ вычисляется по $\bmod N$.

Определение индексов децимации $i_d > 2$ для формирования множеств НПП выполним для значений $p = 3, 5, 7, 11$ для периодов $N = p^S - 1 < 20000$.

Каждая НПП образуется путем суммирования по $\bmod p$ МП и последовательности, полученной

путем децимации МП по индексам децимации, удовлетворяющим условию

$$\text{НОД}(i_d, p^S - 1) = 2. \quad (4)$$

Для случая $i_d = 2$, т.е. при минимальном полиноме $f(x)$ элементов α и α^2 , где α – примитивный элемент поля $GF(p^S)$, граничные оценки для максимума модуля боковых пиков ПАКФ и ПВКФ множеств НПП мощностью $V = N + 1$ приведены в [5, теорема 4]

$$|R_{\max}| = p^{S/2} + 1. \quad (5)$$

Определим минимальные полиномы $f(x)$ для индексов децимации $i_d > 2$ при различных значениях параметров p и S .

Рассмотрим формирование НПП при $p = 3$ для нечетных значений $S = 2k + 1$. При $S = 3$ в поле $GF(3^3)$ с примитивным полиномом $h_1(x) = x^3 + 2x + 1$ существует четыре неприводимых полинома, корни которых имеют период $N_1 = N/2 = 13$, т.е. удовлетворяют условию (4). Это полиномы

$$h_2(x) = x^3 + x^2 + x + 2; \quad h_4(x) = x^3 + x^2 + 2; \\ h_8(x) = x^3 + 2x^2 + 2x + 2; \quad h_{14}(x) = x^3 + 2x + 2.$$

Здесь и далее нижние цифровые индексы в обозначениях полиномов равны минимальному показателю степени их p -сопряженных корней и соответствуют индексам децимации $i_d = 2, 4, 8, 14$ при формировании децимированной последовательности из исходной МП вида (1).

Анализ автокорреляционных и взаимно корреляционных свойств последовательностей, формируемых путем сложения троичных МП с периодом $N = 26$ и последовательностей с периодом $N_1 = 13$, показал, что кроме $i_d = 2$ множества НПП, обладающие трехуровневой ПАКФ (при $\tau \neq kN$) и ПВКФ $R_{p,S}(\tau)$, формируются для двух индексов децимации – $i_d = 4, 8$,

$$R_{3,3}(\tau) = \{-5.5; -1; 3.5\}.$$

Максимальное значение модуля корреляционной функции и коэффициента корреляции соответственно равны

$$|R_{2\max}| = 0.5 \times 3^{(3+1)/2} + 1 = 5.5; \\ |r_{2\max}| = 5.5/26 = 0.21. \quad (6)$$

Таким образом, можно сказать, что НПП формируются с помощью полиномов, равных произведению минимального полинома $h_1(x)$ и одного из трех минимальных полиномов $h_2(x)$, $h_4(x)$, $h_8(x)$, например, $h_{\text{НПП1}}(x) = h_1(x)h_2(x)$, $h_{\text{НПП2}}(x) = h_1(x)h_4(x)$.

Так как полиномы $h_i(x)$ ($i = 2, 4, 8$) являются полиномами степени $S = 3$, то для каждого полинома может быть сформировано 26 последовательностей. При этом в зависимости от выбора

начального состояния последовательности с $h_i(x)$ можно получить 13 различных циклических сдвигов последовательности, составленной из четных символов d_j ($j = 0, 2, 4, \dots$) из МП с полиномом $h_i(x)$, представленной в каноническом виде (1), и 13 сдвигов, составленных из нечетных символов МП.

Данное обстоятельство позволяет определить мощность множества НПП, которая определяется суммой 13-ти циклических сдвигов последовательностей из четных символов МП, 13-ти сдвигов из нечетных символов и непосредственно самой МП. Таким образом, мощность множества НПП определяется выражением

$$V = p^S = N + 1. \quad (7)$$

Для каждого из четырех примитивных полиномов в поле $GF(3^3)$ можно сформировать по три множества НПП с характеристиками (6), (7). Для этого необходимо индекс полинома $h_i(x)$ ($i = 2, 4, 8$) умножить на индекс примитивного полинома. Например, для примитивного полинома $h_{МП}(x) = h_{17}(x) = x^3 + 2x^2 + 1$ множество НПП с индексом децимации $i_d = 8$ формируется на основании полинома $h_{НПП}(x) = h_{17}(x) h_{8 \times 17 \bmod 26}(x) = h_{17}(x) h_6(x) = h_{17}(x) h_2(x)$. При этом индекс децимации становится равным $i_d = 2$. Легко можно показать, что другими двумя индексами для полинома $h_{17}(x)$ являются $i_d = 8$ и 14.

При $S = 5$ в поле $GF(3^5)$ с полиномом $h_1(x) = x^5 + 2x + 1$ существует по 22 как примитивных, так и неприводимых полинома, корни которых имеют период $N_1 = N/2 = 242/2 = 121$, удовлетворяющий условию (4), и, соответственно, имеется 22 индекса децимации.

Анализ ПВКФ последовательностей, формируемых путем сложения МП с периодом $N = 242$ и децимированных последовательностей с периодом $N_1 = 121$, показал, что кроме $i_d = 2$ существует

еще восемь индексов децимации $i_d = 4, 10, 14, 26, 28, 62, 134, 152$, на основании которых можно сформировать множества НПП, обладающие трехуровневой ПВКФ:

$$R_{3,5}(\tau) = \{-14.5; -1; 12.5\}. \quad (8)$$

Максимальное значение модуля корреляционной функции и коэффициента корреляции определяются выражениями

$$\begin{aligned} |R_{2\max}| &= 0.5 \times 3^{(5+1)/2} + 1 = 14.5; \\ |r_{2\max}| &= 14.5/242 = 0.06. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, для периода $N = 242$ для каждого примитивного полинома можно сформировать девять множеств НПП с трехуровневой ПВКФ вида (8) с полиномами, равными произведению примитивного и одного из девяти неприводимых полиномов пятой степени.

Мощность множеств определяется выражением (7) и равна $V = 243$.

Аналогичные результаты получены для поля $GF(3^7)$ с полиномом $h_1(x) = x^7 + x^2 + 2x + 1$ и поля $GF(3^9)$ с полиномом $h_1(x) = x^9 + x^4 + x^2 + 1$.

В поле $GF(3^7)$ существует 156 примитивных полиномов с периодом $N = 2186$ и 156 неприводимых полиномов с периодом $N_1 = 1093$. Анализ вычислений взаимной корреляции показал, что для формирования множеств НПП с трехуровневой ПВКФ подходят всего двенадцать индексов децимации.

В поле $GF(3^9)$ существует по 1008 примитивных полиномов с периодом $N = 19682$ и неприводимых полиномов с периодом $N_1 = 9841$. Анализ проведен для первых 40 индексов, среди которых было определено шесть подходящих индексов.

Общее выражение для боковых пиков ПАКФ и ПВКФ множеств троичных НПП при нечетном значении параметра $S = 2k+1$ имеет вид

$$R_{3,S=2k+1}(\tau) = \{(-0.5 \times 3^{(S+1)/2} - 1); -1; (0.5 \times 3^{(S+1)/2} - 1)\}. \quad (10)$$

$$|R_{2\max}| = 0.5 \times 3^{(S+1)/2} + 1. \quad (11)$$

Формирование множеств пятеричных НПП проведено в конечных полях $GF(5^S)$ при $S = 3, 5$. В поле $GF(5^3)$ с полиномом $h_1(x) = x^3 + 3x + 2$ имеется

20 примитивных полиномов с периодом $N = 124$ и 10 неприводимых полиномов с периодом $N_1 = 62$. Для двух индексов децимации $i_d = 2, 6$ были получены множества НПП с семиуровневой ПВКФ:

$$R_{5,3}(\tau) = \{-12.18; -10.05; -4.46 \quad -1; 2.46; 8.05; 10.18\}. \quad (12)$$

В поле $GF(5^5)$ с полиномом $f(x) = h_1(x) = x^5 + 4x + 2$ существует 280 примитивных полиномов с периодом $N = 3124$ и 140 неприводимых полиномов с

периодом $N_1 = 62$. Для индексов децимации $i_d = 2, 6, 26$ были получены множества НПП с семиуровневой ПВКФ:

$$R_{5,5}(\tau) = \{-56.9; -46.23; -18.28; -1; 16.28; 44.23; 54.9\}. \quad (13)$$

В общем виде выражения (12) и (13), а также максимальное значение модуля ПВКФ пятеричных НПП можно представить следующим образом:

$$R_{5,S=2k+1}(\tau) = \{(-0.45 \times 5^{(S+1)/2} - 1); (-0.36 \times 5^{(S+1)/2} - 1); (-0.14 \times 5^{(S+1)/2} - 1); -1; (0.14 \times 5^{(S+1)/2} - 1); (0.36 \times 5^{(S+1)/2} - 1); (0.45 \times 5^{(S+1)/2} - 1)\}. \quad (14)$$

$$|R_{2\max}| = 0.45 \times 5^{(S+1)/2} + 1. \quad (15)$$

$$R_{7,3}(\tau) = \{-19.06; -15.48; -9.04; -1; 7.04; 13.48; 17.06\}. \quad (16)$$

В поле $GF(7^5)$ с полиномом $f(x) = h_1(x) = x^5 + 2x + 2$ имеется по 1120 примитивных полиномов с периодом $N = 16806$ и неприводимых полиномов с пери-

Несмотря на увеличение числа значений ПВКФ для пятеричных НПП, максимальное значение модуля сравнимо с троичным случаем. При этом мощность множеств пятеричных НПП также определяется выражением (7).

Анализ семеричных НПП проводился в полях $GF(7^5)$ при $S = 3, 5$. В поле $GF(7^3)$ с полиномом $f(x) = h_1(x) = x^3 + 3x + 2$ имеется по 36 примитивных полиномов с периодом $N = 342$ и неприводимых полиномов с периодом $N_1 = 171$. Для индексов децимации $i_d = 2, 8, 86, 236$ были получены множества НПП с семиуровневой ПВКФ

$$R_{7,5}(\tau) = \{-127.39; -102.36; -57.25; -1; 55.25; 100.36; 125.39\}. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) также приводятся к общему виду:

$$R_{7,S=2k+1}(\tau) = \{(-0.37 \times 7^{(S+1)/2} - 1); (-0.30 \times 7^{(S+1)/2} - 1); (-0.16 \times 7^{(S+1)/2} - 1); -1; (0.16 \times 7^{(S+1)/2} - 1); (0.30 \times 7^{(S+1)/2} - 1); (0.37 \times 7^{(S+1)/2} - 1)\}. \quad (18)$$

$$|R_{2\max}| = 0.37 \times 7^{(S+1)/2} + 1. \quad (19)$$

Вследствие большой размерности при $p = 11$ и нечетных значениях S множества НПП были определены только в поле $GF(11^3)$ с полиномом $f(x) = h_1(x) = x^3 + x^2 + 5$, в котором имеется по 216 примитивных с периодом $N = 1330$ и неприводимых полиномов с периодом $N_1 = 665$. Были проверены 50 неприводимых полиномов. Для индексов децимации $i_d = 2, 12$ были получены множества НПП с ПВКФ, имеющей одиннадцать уровней

$$R_{11,3}(\tau) = \{-37.11; -34.19; -28.57; -20.72; -11.28; -1; 9.28; 18.72; 26.57; 32.19; 35.11\}. \quad (20)$$

Выражение (20) может быть записано в общем виде аналогично (18) и (19)

$$R_{11,S=2k+1}(\tau) = \{(-0.3 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (-0.27 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (-0.23 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (-0.16 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (-0.08 \times 11^{(S+1)/2} - 1); -1; (0.08 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (0.16 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (0.23 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (0.27 \times 11^{(S+1)/2} - 1); (0.3 \times 11^{(S+1)/2} - 1)\}. \quad (21)$$

$$|R_{2\max}| = 0.3 \times 11^{(S+1)/2} + 1. \quad (22)$$

В общем виде выражение для $|R_{2\max}|$ при нечетных значениях S может быть представлено следующим образом:

$$|R_{2\max}| = k_p p^{(S+1)/2} + 1, \quad (23)$$

где $k_3 = 0.5$; $k_5 = 0.45$; $k_7 = 0.37$; $k_{11} = 0.3$ при $p = 3, 5, 7, 11$.

Индексы децимации i_d , при которых формируются множества НПП, удовлетворяющие граничным оценкам, полученным в [5], а также максимальные значения модулей корреляционной функции $|R_{2\max}|$ и коэффициента корреляции $|r_{2\max}|$ приведены в табл. 1.

Определение множеств НПП для четных значений S выполняется аналогично. При построении полей и определении индексов децимации использованы примитивные полиномы, представленные в табл. 2.

При $p = 3$ ПАКФ (при $\tau \neq kN$) и ПВКФ множеств НПП является пятиуровневой, т.е. содержит $p + 2$ уровня, и для значений $S = 2, 4, 6, 8$ имеет вид

$$R_{3,S=2k}(\tau) = \{(-3^{S/2} - 1); (-0.5 \times 3^{S/2} - 1); -1; (0.5 \times 3^{S/2} - 1); (3^{S/2} - 1)\}. \quad (24)$$

При $p = 5, 7, 11$ корреляционные функции НПП, так же как и при $p = 3$, содержат число уровней, равное $(p + 2)$, т.е. семь, девять и тринадцать уровней

Таблица 1. Характеристики множеств НПП при $S = 2k + 1$

p	S	N	i_d	$ R_{\max} $	$ r_{\max} $	Число уровней $R_{p, S=2k+1}(\tau)$	V
3	3	26	2, 4, 8	5.5	0.21	3	27
	5	242	2, 4, 10, 14, 26, 28, 62, 134, 152	14.5	0.06		243
	7	2186	2, 4, 10, 14, 28, 40, 80, 112, 122, 224, 274, 548	41.5	0.02		2187
	9	19682	2, 4, 10, 28, 82, 122	122.5	0.01		19683
5	3	124	2, 6	12.2	0.098	7	125
	5	3124	2, 6, 26	56.9	0.018		3125
7	3	342	2, 8, 86, 236	19.06	0.056	7	343
	5	16806	2, 8	127.4	0.0076		16807
11	3	1330	2, 12	37.1	0.028	11	1331

Таблица 2. Примитивные полиномы для полей $GF(p^S)$ при $S = 2k$

p	S	$f(x) = h_1(x)$	p	S	$f(x) = h_1(x)$
3	2	$x^2 + x + 1$	5	2	$x^2 + x + 2$
3	4	$x^4 + x + 2$	5	4	$x^4 + x^2 + 2x + 2$
3	6	$x^6 + x + 2$	5	6	$x^6 + x^2 + 2x + 2$
3	8	$x^8 + 2x^3 + 2$			
7	2	$x^2 + x + 3$	11	2	$x^2 + x + 7$
7	4	$x^4 + x^2 + 3x + 5$	11	4	$x^4 + x + 2$

$$R_{5,S=2k}(\tau) = \{(-5^{S/2} - 1); (-0.81 \times 5^{S/2} - 1); (-0.31 \times 5^{S/2} - 1); -1; (0.31 \times 5^{S/2} - 1); (0.81 \times 5^{S/2} - 1); (5^{S/2} - 1)\}. \quad (25)$$

$$R_{7,S=2k}(\tau) = \{(-7^{S/2} - 1); (-0.9 \times 7^{S/2} - 1); (-0.62 \times 7^{S/2} - 1); (-0.22 \times 7^{S/2} - 1); -1; (0.22 \times 7^{S/2} - 1); (0.62 \times 7^{S/2} - 1); (0.9 \times 7^{S/2} - 1); (7^{S/2} - 1)\}. \quad (26)$$

$$R_{11,S=2k}(\tau) = \{(-11^{S/2} - 1); (-0.96 \times 11^{S/2} - 1); (-0.84 \times 11^{S/2} - 1); (-0.65 \times 11^{S/2} - 1); (-0.42 \times 11^{S/2} - 1); (-0.14 \times 11^{S/2} - 1); -1; (0.14 \times 11^{S/2} - 1); (0.42 \times 11^{S/2} - 1); (0.65 \times 11^{S/2} - 1); (0.84 \times 11^{S/2} - 1); (0.96 \times 11^{S/2} - 1); (11^{S/2} - 1)\}. \quad (27)$$

Например, в поле $GF(7^4)$ корреляционная функция последовательностей в множестве НПП при

индексах децимации $i_d = 2, 1202$ имеет уровни, определенные в (26) для $S = 4$

$$R_{7,4}(\tau) = \{-50; -45.15; -31.55; -11.9; -1; 9.9; 29.55; 43.15; 48\}.$$

При этом максимальные значения взаимной корреляции при четных S для всех значений p определяются выражением

$$|R_{i_{\max}}| = p^{S/2} + 1, \quad (28)$$

что соответствует граничным оценкам, полученным в [5].

Таким образом, в работе получены новые индексы децимации $i_d > 2$ для определения в полях $GF(p^S)$ минимальных полиномов элементов α и α^{i_d} , на основании которых могут быть сформированы множества НПП, максимум модуля значений ПАКФ и ПВКФ которых удовлетворяет

Таблица 3. Характеристики множеств НПП при $S = 2k$

p	S	N	i_d	$ R_{\max} $	$ r_{\max} $	Число уровней $R_{p,S=2k}(\tau)$	V
3	2	8	2	4	0.5	5	9
	4	80	2, 14	10	0.125		81
	6	728	2, 10, 122, 374, 394	28	0.038		729
	8	6560	2, 14, 122, 1094	82	0.013		6561
5	2	24	2, 14	6	0.25	7	25
	4	624	2, 314	26	0.042		625
	6	15624	2, 26, 7814, 7838	126	0.008		15625
7	2	48	2, 13	8	0.167	9	49
	4	2400	2, 1202	50	0.021		2401
11	2	120	2, 62	12	0.1	13	121
	4	14640	2, 7322	122	0.008		14641

граничным оценкам, полученным В.М. Сидельниковым.

Для рассмотренных значений периодов $N = p^S - 1 < 20000$ ($p = 3, 5, 7, 11$) получены общие выражения для распределения значений пиков ПАКФ и ПВКФ недвоичных последовательностей. При четных S число различных уровней ПВКФ равно $p + 2$, а при нечетных S равно p , кроме значения $p = 5$, для которого число уровней равно семи. Определены максимальные значения корреляционной функции, которые при четных значениях S равны $|R_{1\max}| = p^{S/2} + 1$, а при нечетных — $|R_{2\max}| = k_p p^{(S+1)/2} + 1 = k_p p^{1/2} |R_{1\max}|$, где коэффициент k_p для рассмотренных значений p и S уменьшается от 0.5 при $p = 3$ до 0.3 при $p = 11$, причем произведение $k_p p^{1/2} \leq 1$.

Полученные результаты могут быть использованы при формировании многофазных сигналов с расширенным спектром в СПЦИ, в которых требуются сигналы с низким уровнем взаимной корреляции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ипатов В.П. Широкополосные системы и кодовое разделение сигналов. Принципы и приложения. М.: Техносфера, 2007.
2. Golomb S.W., Gong G. Signal Design for Good Correlation for Wireless Communication, Cryptography and Radar. Cambridge: Univ. Press, 2005.
3. CDMA: прошлое, настоящее, будущее / Под ред. Л.Е. Варакина и Ю.С. Шинакова. М.: МАС, 2003.
4. Ипатов В.П. Периодические дискретные сигналы с оптимальными корреляционными свойствами. М.: Радио и связь, 1992.
5. Сидельников В.М. // Докл. АН СССР. 1971. Т. 196. № 3. С. 531.
6. Trachtenberg H.M. On the Cross-correlation Functions of Maximal Recurring Sequences. Ph.D. dissertation. Los Angeles: Univ. Southern California, 1970. 60 p. <https://digitallibrary.usc.edu/CS.aspx?VP3=DamView&VBID=2A3BXZS3X99RR&SMLS=1&RW=1366&RH=657>
7. Dobbertin H., Hellesteth T., Kumar P.V., Martinsen H. // IEEE Trans. 2001. V. IT-47. № 4. P. 1473.
8. Muller E.N. // IEEE Trans. 1999. V. IT-45. № 1. P. 289.
9. Hu Z., Li X., Mills D. et al. // Applicable Algebra Eng. Commun. Comput. 2001. V. 12. P. 255.
10. Seo E.Y., Kim Y.S., No J.S., Shin D.J. // IEEE Trans. 2008. V. IT-54. № 7. P. 3140.
11. Seo E.Y., Kim Y.S., No J.S., Shin D.J. // IEICE Trans. Fund. Electron., Commun. Comput. Sci. 2007. V. E90-A. № 11. P. 2568.
12. Jang J.W., Kim Y.S., No J.S., Hellesteth T. // IEEE Trans. 2004. V. IT-50. № 8. P. 1839.
13. Kumar P.V., Moreno O. // IEEE Trans. 1991. V. IT-37. № 3. P. 603.
14. Lee Wijik, Kim J.Y., No J.S. // IEICE Trans. on Commun. 2014. V. E97-B. № 1. P. 2311.
15. Cho C.M., Kim J.Y., No J.S. // IEICE Trans. on Commun. 2015. V. E98. № 7. P. 1268.
16. Xia Y., Chen S. // IEEE Trans. 2012. V. IT-58. № 9. P. 6037.
17. Liang H., Tang Y. // Finite Fields and Their Appl. 2015. V. 31. P. 137.
18. Choi S.T., Lim T., No J.S., Chung H. // IEEE Trans. 2012. V. IT-58. № 3. P. 1873.
19. Song M.K., Song H.Y. // IEEE Trans. 2021. V. IT-67. № 11. P. 7490.
20. Boztaş S., Özbudak F., Tekin E. // Cryptogr. Commun. 2018. V. 10. № 3. P. 509.
21. Park K.H., Song H.Y., Kim D.S., Golomb S.W. // IEEE Trans. 2016. V. IT-62. № 2. P. 1076.
22. Song M.K., Song H.Y. // IEEE Trans. 2018. V. IT-64. № 4. P. 2901.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 535-14;537.67

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ МИКРОВОЛНОВАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ

© 2023 г. В. С. Бутылкин^а, *, П. С. Фишер^а, Г. А. Крафтмахер^а, Ю. Н. Казанцев^а,
Д. С. Каленов^а, В. П. Мальцев^а, М. П. Пархоменко^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: vasebut@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 10.09.2022 г.

Принята к публикации 25.10.2022 г.

Существенные различия, наблюдаемые в поведении фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости ϵ полупроводников в гигагерцовом (ГГц) и терагерцовом (ТГц) диапазонах, объясняются в рамках механизма экситонов различным расположением этих диапазонов относительно частот межуровневых переходов экситона. Измерения в ГГц-диапазоне фотоиндуцированного изменения $\text{Im}\epsilon(P_\lambda)$ и $\text{Re}\epsilon(P_\lambda)$ образцов CdS, CdSe и Si в волноводном резонаторе ($f = 4.7$ ГГц) и пропускания T образцов Si в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц) при волоконно-оптическом облучении (мощность $P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм), обнаруживающие не-друдеподобный отклик, подтверждают выводы теории: увеличение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ с ростом P_λ и увеличение пропускания T с понижением частоты f при фиксированной мощности P_λ .

DOI: 10.31857/S003384942302002X, EDN: LBTXGY

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследуются управляемые и реконфигурируемые метаструктуры, в которых электродинамические объекты объединяются с объектами, обладающими физическими свойствами, изменяемыми при внешнем воздействии. Использование варактора позволяет осуществить электрическое управление [1, 2], ферромагнетика — магнитное [3, 4], варактора в комбинации с магнетиком — магнитоэлектрическое [5], оптическое достигается применением полупроводников [6–13]. Например, как показано в [5], применение метаструктуры “ферритовая пластина + нагруженные варакторами проводящие элементы в виде диполя или колец” в качестве разделителя пучка в модифицированном мета-интерферометре приводит к возможности управления интерферограммой магнитным и электрическим внешними полями. При этом наблюдается селективно управляемая невзаимность прохождения микроволн в интерференционных полосах запрета при воздействии управляемого магнитостатическим полем ферромагнитного и электрически управляемого дипольного резонансов на дисперсионные характеристики.

Радиофотонный прорыв и развитие микроволновой фотоники, связанной с проблемами передачи, приема, и преобразования информации с

помощью волн микроволнового диапазона и фотонных систем, инициируют разработку метаматериалов, позволяющих использовать прямые оптические методы управления в микроволновом диапазоне, основанные на применении полупроводников в условиях возбуждения управляющим оптическим облучением. Разнообразие полупроводников и метаструктур, возможности волоконно-оптического управления, позволяющего оказывать воздействие на отдельные метатомы структуры, могут стимулировать обнаружение новых свойств или выяснение механизмов фотовозбуждения.

Управляемые методами фотоники метаструктуры, содержащие резонансные электропроводящие дипольные и киральные элементы с CdS и CdSe в разрывах, впервые предложены, реализованы и исследованы в волноводе и мета-интерферометре в диапазоне 3...12 ГГц в работе [13]. В этой работе впервые экспериментально обнаружено, что при изменении мощности оптического излучения P_λ , направляемого оптоволоком в область разрыва, в ситуациях, когда энергия фотона не только выше ширины запрещенной зоны, но и ниже ее, в спектре прохождения микроволнового излучения происходит трансформация резонансного отклика соответствующего элемента. Продemonстрировано плавное изменение интенсивности практически до уровня прозрачности, сопровождаемое смещением

частоты в сторону низких частот, а также трансформация полосы запрета в интерферограмме мета-интерферометра с изменением ширины в несколько раз. При этом были обнаружены взаимосвязь резонансных откликов метаструктур и интерферограммы с мнимой $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и действительной $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ частями фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости. В [13] обнаружено также отклонение от модели Друде [14].

В данной работе для анализа поведения фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости ϵ полупроводников в широком диапазоне частот развивается теория в рамках экситонного механизма, предложенного нами в [15], при использовании модели многоуровневой квантовой системы [16, 17]. Экспериментальное подтверждение недрудеподобных откликов получено измерениями в гигагерцовом (ГГц) диапазоне фотоиндуцированной ϵ образцов CdS, CdSe и Si в волноводном резонаторе и пропускания T образцов Si в свободном пространстве при волоконно-оптическом облучении ($P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм).

1. ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ (ТЕОРИЯ)

Рассмотрим вывод соотношений, необходимых для анализа фотоиндуцированного изменения диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$ полупроводников в широком диапазоне частот ω ($\Delta\omega_{\text{ex}}$ — область частот переходов между уровнями экситона) с учетом возможных резонансов на частотах переходов, включая выделение медленных компонент элементов матрицы плотности экситонов.

Вклад $\delta\epsilon_{\omega}^{\text{ex}} = 4\pi N^{\text{ex}} \chi_{\omega}^{\text{ex}}$ экситонов в диэлектрическую проницаемость среды связан с амплитудой суммарной поляризации экситонов единицы объема среды

$$\vec{P}_{\omega}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \langle \hat{\vec{d}} \rangle_{\omega} = N^{\text{ex}} \chi_{\omega}^{\text{ex}} \vec{E}_{\omega}$$

(N^{ex} — концентрация экситонов) и с восприимчивостью экситона $\chi_{\omega}^{\text{ex}}$ на частоте $\omega = 2\pi f$. Используя представление взаимодействия в соответствии с [16], определяем $\chi_{\omega}^{\text{ex}}$ через амплитуду спектральной компоненты квантово-механического среднего от оператора $\hat{\vec{d}}$ дипольного момента экситона

$$\langle \hat{\vec{d}} \rangle = \sum_{r,r'} \sigma_{rr'} \vec{d}_{r',r} \exp(i\omega_{r',r} t). \quad (1)$$

Здесь $\vec{d}_{r',r} = \vec{d}_{rr'}^*$ и $\sigma_{r',r} = \sigma_{rr'}^*$ — матричные элементы оператора дипольного момента и матрицы плотности (статистического оператора) для соответствующих состояний квантовой системы, мо-

делирующей экситон, σ_{rr} — населенность r -го уровня, $\omega_{rr'} = (\mathcal{E}_r - \mathcal{E}_{r'}) \hbar^{-1}$ — частота перехода между уровнями с собственными энергиями $\mathcal{E}_r, \mathcal{E}_{r'}$. Совокупность индексов r соответствует всем состояниям системы, включая подуровни, на которые расщепляются уровни из-за взаимодействия с диссипативной системой с главным квантовым числом n . При этом r упорядочены так, что их рост сопровождается увеличением энергии состояния $\mathcal{E}_r$.

Кинетическое уравнение, необходимое для описания поведения элементов $\sigma_{rr'}$ матрицы плотности под действием электрического поля

$$\dot{\vec{E}} = \sum_j \vec{e}_j E_j \exp(-i\omega_j t)$$

микроволнового (частота $\omega_j = \omega$) и оптического (частота $\omega_j = \Omega$) излучения ($\vec{e}_j$ — единичный вектор в направлении поляризации j -й волны), приведем в виде системы уравнений с явно выделенной зависимостью от времени коэффициентов при элементах матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} + \sum_k (\sigma_{rr} w_{rr''} - \sigma_{r''r} w_{r''r}) = \\ = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r'',j} \{ V_{rr''}^{(j)} \sigma_{r''r} \exp[i(\omega_{rr''} - \omega_j)t] - \\ - \sigma_{rr''} V_{r''r}^{(j)} \exp[i(\omega_{r''r} - \omega_j)t] \}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \tau_{rr'}^{-1} \right) \sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r'',j} \{ V_{rr''}^{(j)} \sigma_{r''r'} \exp[i(\omega_{rr''} - \omega_j)t] - \\ - \sigma_{rr''} V_{r''r'}^{(j)} \exp[i(\omega_{r''r'} - \omega_j)t] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2), (3) использованы представление взаимодействия и дипольное приближение, в котором оператор энергии взаимодействия с излучением $\hat{V} = -\hat{\vec{d}} \vec{E}$, а $V_{rr'}^{(j)} = -\vec{d}_{rr'} \cdot \vec{e}_j E_j$; $w_{rr''}$ и $w_{r''r}$ — вероятности релаксационных переходов системы за единицу времени из состояния r в состояние r'' и из состояния r'' в r , $\tau_{rr'}$ — время поперечной релаксации для перехода между уровнями r и r' .

Как следует из (1), непосредственного вклада населенностей σ_{rr} экситонных уровней в $\langle \hat{\vec{d}} \rangle$ нет, поскольку диагональные элементы дипольного момента экситона равны нулю. При вычислении вклада недиагональных элементов примем во внимание, что в измерениях $\epsilon_{\omega}^{\text{ex}}$ микроволновая частота ω при сканировании может проходить через резонансы с частотами переходов между уровнями. Существенное значение могут иметь также резонансы с участием оптической частоты Ω и частот переходов из состояний дискретного спектра в состояния непрерывной его части. Учет резонансов ведется методом усреднения [17, 18]. В элементах матрицы плотности выделяют медлен-

ные $\bar{\sigma}_{rr'}$ и быстропеременные $\tilde{\sigma}_{rr'}$ компоненты ($\sigma_{rr'} = \bar{\sigma}_{rr'} + \tilde{\sigma}_{rr'}$), на данном этапе нам достаточно первого приближения, в котором в правых

частях (2), (3) пренебрегают быстропеременными компонентами матрицы плотности. В результате (3) переходит в уравнение

$$\left(\frac{d}{dt} + \tau_{rr'}^{-1}\right)\sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r''} \left[V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'} \exp(i\delta_{rr''}^j t) - \bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)} \exp(i\delta_{r''r'}^j t) \right], \quad (4)$$

где введены расстройки $\delta_{rr''}^j = (\omega_{rr''} - \omega_j)$. Полученное при интегрировании в приближении постоянства величин $V_{rr''}^{(j)}$ и элементов $\bar{\sigma}_{rr''}$ установившееся его решение

$$\sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r''} \left[\frac{V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'}}{(i\delta_{rr''}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\delta_{rr''}^j t) - \frac{\bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)}}{(i\delta_{r''r'}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\delta_{r''r'}^j t) \right] \quad (5)$$

описывает стационарную ситуацию, в которой переходные процессы можно считать завершившимися. Подставив (5) в (1), получаем поляризацию экситона

$$\langle \hat{d} \rangle = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r,r'} \bar{d}_{r,r'} \sum_{r''} \left\{ \frac{V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'}}{(i\delta_{rr''}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\omega_{r,r'} t) - \frac{\bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)}}{(i\delta_{r''r'}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\omega_{r'',r} t) \right\} \exp(-i\omega_j t). \quad (6)$$

Чтобы найти амплитуду на частоте ω_j , в первом слагаемом надо в суммах по r'' полагать $r'' = r'$, во втором $r'' = r$. Умножив на $\bar{e}_j$, находим связанную с восприимчивостью $\chi_{(jj)}^{\text{ex}}(\omega_j)$ проекцию

$$\begin{aligned} \langle \hat{d}(\omega_j) \rangle_{(j)} &= \sum_{\substack{r'=1,2,\dots; \\ r>r'}} (\bar{\sigma}_{r'r'} - \bar{\sigma}_{rr}) \times \\ &\times \frac{2 \left| (d_{(j)})_{rr'} \right|^2 \omega_{rr'} \left[(\omega_{rr'}^2 - \omega_j^2 + \tau^{-2}) + 2i\tau^{-1}\omega_j \right]}{\hbar \left[(\omega_{rr'}^2 - \omega_j^2)^2 + 2(\omega_{rr'}^2 + \omega_j^2)\tau^{-2} + \tau^{-4} \right]} E_j = (7) \\ &= \chi_{(jj)}^{\text{ex}}(\omega_j) E_j. \end{aligned}$$

Нижние индексы j дипольных моментов, восприимчивостей и поляризуемостей означают, что взяты проекции на направления $\bar{e}_j$.

В итоге представим экситонный вклад в фотоиндуцированную микроволновую диэлектрическую проницаемость полупроводника в виде, учитывающем возможные резонансы:

$$\begin{aligned} \delta \epsilon_{(\omega\omega)}^{\text{ex}}(\omega) &= 4\pi N^{\text{ex}} \chi_{(\omega\omega)}^{\text{ex}}(\omega) = 4\pi N^{\text{ex}} \times \\ &\times \sum_{\substack{r'=1,2,\dots; \\ r>r'}} (\bar{\sigma}_{r'r'} - \bar{\sigma}_{rr}) \frac{\left| (d_{(\omega)})_{rr'} \right|^2}{\hbar} \times \\ &\times \frac{2\omega_{rr'} (\omega_{rr'}^2 - \omega^2 + \tau_{rr'}^{-2} + 2i\omega\tau_{rr'}^{-1})}{(\omega_{rr'}^2 - \omega^2)^2 + 2(\omega_{rr'}^2 + \omega^2)\tau_{rr'}^{-2} + \tau_{rr'}^{-4}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Разумеется, (8), как и другие соответствующие соотношения, необходимо дополнять поправкой на фактор локального поля, которая, например в кварце, может иметь вид $(\bar{\epsilon} + 2)/3$ с учетом преобладания доли решетки и валентных электронов. Кроме того, поскольку в (8) состояния непрерывной части энергетического спектра экситонов учтены, в ϵ_{ω} не включена добавка, связываемая со свободными носителями заряда.

Из (8) следует, что в условиях, близких к термодинамическому равновесию:

1) для всего рассматриваемого диапазона частот характерно увеличение $\text{Im}\epsilon$ с ростом P_{λ} (экспериментальное подтверждение продемонстрировано для Гц-диапазона, рис. 1а)

2) на частотах $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (терагерцы, оптика), когда населенность экситонных уровней убывает с увеличением их собственных энергий, реализуется друдеподобное поведение: уменьшение $\text{Re}\epsilon$ с ростом мощности облучения P_{λ} и увеличение $\text{Im}\epsilon$ (соответственно, уменьшение T) с понижением частоты при фиксированной P_{λ} (экспериментальное подтверждение на рис. 1 в [19]).

3) на частотах $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (гигагерцы) проявляется не-друдеподобное поведение $\text{Re}\epsilon$ (увеличение с ростом P_{λ} , экспериментальное подтверждение на рис. 1б), и $\text{Im}\epsilon$, убывающей с понижением частоты ω при одинаковом облучении, что приводит к росту пропускания T (экспериментальное подтверждение на рис. 3).

4) в переходной области (частоты $\omega \cong \Delta\omega_{\text{ex}}$) зависимость $\text{Im}\epsilon(\omega)$ и коэффициента поглощения имеет вид колоколообразной кривой, поднимающейся с увеличением мощности фотооблучения (эксперимент см. в [19, рис. 1]). Проявляется влияние резонансов в виде пиков при совпадении частоты ω с частотой отдельного перехода $\omega_{rr'}$, которые экспериментально могут быть обнаружены при низких температурах.

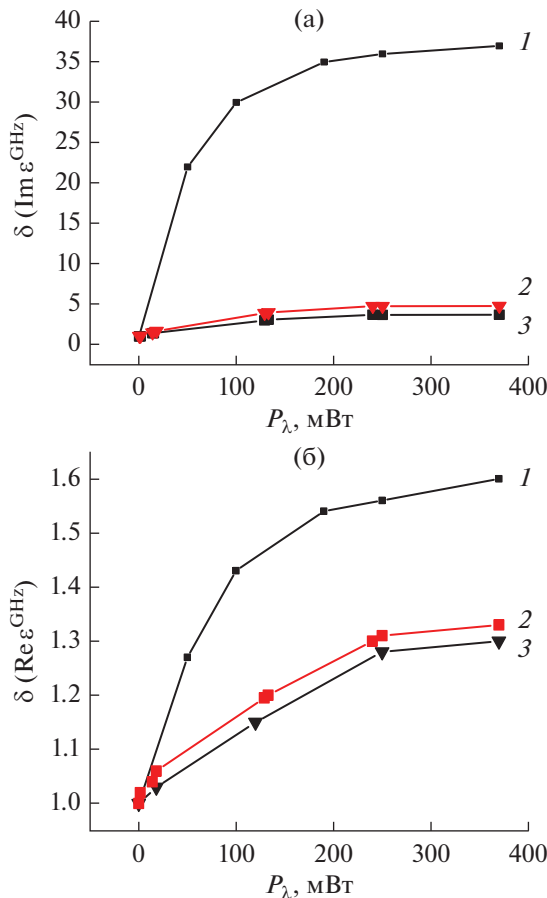


Рис. 1. Измеренная в волноводном резонаторе ($f = 4.72$ ГГц) относительно $P_\lambda = 0$ динамика диэлектрической проницаемости Si (1), CdSe (2) и CdS (3) при изменении P_λ ($\lambda = 0.97$ мкм): $\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ (а) и $\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ (б).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для измерений фотоиндуцированной ϵ используем прямой резонаторный метод [13, 15, 20] при помещении образцов в волноводный резонатор ($48 \times 24 \times 40$ мм) отражательного типа ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц), см. [15, рис. 1].

Исследуем динамику комплексной диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon^{\text{GHz}}$ образцов Si, CdS и

CdSe в условиях облучения в зависимости от $P_\lambda = 0 \dots 370$ мВт (плотность мощности 5 Вт/см^2) относительно $P_\lambda = 0$ для исключения из определяемых параметров объема образца. Измеряем для повышения чувствительности добротность резонатора не по ширине резонансной кривой, а по глубине (коэффициенту отражения R от резонатора на резонансной частоте f) [21]. Приблизительные размеры образцов CdS и CdSe равны $4 \times 4.5 \times 0.35$ мм; образец Si изготовлен в виде полоски (поперечные размеры 22×4.6 , толщина 0.55 мм). Оптическое излучение направляем перпендикулярно к центру образца через отверстие в резонаторе.

Определяем

$$\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}} = \text{Im} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}} / \text{Im} \epsilon_{P_\lambda=0}^{\text{GHz}} \quad \text{и} \quad \delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}} = \text{Re} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}} - 1 / \text{Im} \epsilon_{P_\lambda=0}^{\text{GHz}} - 1.$$

Измеряем R , $R_{P=0}$, R_{P_λ} — коэффициенты отражения по напряжению от пустого резонатора, резонатора с образцом при $P = 0$ и при P_λ ; f , $f_{P=0}$, f_{P_λ} — частоты резонатора без образца, с образцом при $P = 0$ и при P_λ .

Результаты измерений $\delta \text{Re} \epsilon(P_\lambda)$ и $\delta \text{Im} \epsilon(P_\lambda)$ приведены на рис. 1а, 1б. Видим, что с ростом P_λ $\text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ увеличивается (более чем на порядок для Si и в несколько раз для CdS и CdSe) с насыщением при $P_\lambda > 200$ мВт (см. рис. 1а). При этом $\text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ увеличивается с насыщением (приблизительно в 1.6 раз для Si и 1.35 раз для CdS и CdSe, см. рис. 1б) — не-древдеподобный отклик.

Отметим представленный здесь впервые эффект насыщения в поведении $\text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ образцов CdS и CdSe.

Измеряем $\delta T(P_\lambda) = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ (рис. 2), располагая полоску Si ($22 \times 4.6 \times 0.55$ мм) в свободном пространстве в разрыве между приемным и передающим волноводами для диапазонов частот $8 \dots 12$, $18 \dots 28$ и $26 \dots 38$ ГГц. Результаты измерений $\delta T(P_\lambda)$, приведенные на рис. 3, показывают, что пропускание увеличивается с понижением частоты для одинаковой мощности P_λ , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\delta \text{Im} \epsilon$ с понижением частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{\text{ex}}$ ($\Delta f_{\text{ex}} = \Delta \omega_{\text{ex}}/2\pi$ — область, в

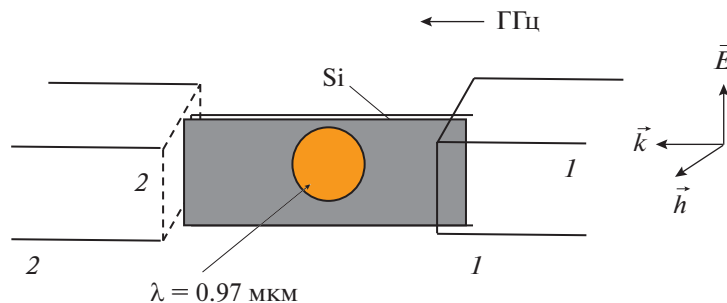


Рис. 2. Схема измерений в свободном пространстве: 1 — передающий, 2 — приемный волновод.

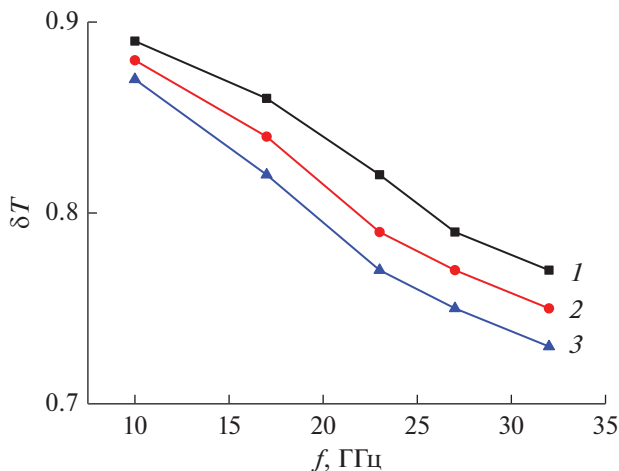


Рис. 3. Измеренная в свободном пространстве динамика коэффициента пропускания $\delta T = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ полоски Si в зависимости от частоты при $P_\lambda = 190$ (1), 250 (2), 370 мВт (3).

которой расположены частоты экситонных переходов f_{ex}). При этом δT уменьшается с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт, как продемонстрировано в [15, рис. 3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных соотношений объяснены различия в поведении $\delta\epsilon$ в ТГц- и ГГц-диапазонах (друдеподобное и не-друдеподобное), наблюдаемые при малых мощностях P_λ как в работах [13, 15, 19], так и в данной работе измерениями образцов CdS, CdSe и Si в ГГц-диапазоне. Для объяснения эффектов насыщения в условиях больших величин P_λ (экспериментальное наблюдение на рис. 1а, 1б при $P_\lambda > 200$ мВт) необходимо учесть взаимодействие между экситонами, находящимися в состояниях непрерывного спектра.

Измерения в резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0...370$ мВт ($\lambda = 0.97$ мкм) показали увеличение $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ (более чем на порядок для Si и в несколько раз для CdS и CdSe). Продemonстрировано не-друдеподобное поведение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ (увеличение приблизительно в 1.6 раз для Si и 1.35 раз для CdS и CdSe с ростом P_λ).

Впервые обнаружен эффект насыщения $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ для образцов CdS и CdSe при $P_\lambda > 200$ мВт.

Измерениями Si в свободном пространстве продемонстрировано увеличение пропускания T (вместо убывания по Друде) с понижением частоты f при фиксированной мощности P_λ , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\text{Im}\epsilon$ с понижением частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{ex}$.

Результаты могут быть полезны в микроволновой фотонике при расчетах, разработке управляемых коммуникационных систем.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown A.R., Rebeiz G.M. // IEEE Trans. 2000. V. MTT-48. № 7. P. 1157.
2. Замешаева Е.Ю., Туральчук П.А., Тургалиев В.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 18. С. 87.
3. Геворкян В., Кочемасов В., Устинов А. // Компоненты и технологии. 2017. № 3. С. 16.
4. Srinivasan G., Tatarenko A.S., Bichurin M.I. // Electron. Lett. 2005. V. 41. № 10. P. 596.
5. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н., Мальцев В.П. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 4. С. 224.
6. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J. // Laser Photonics Rev. 2011. V. 5. № 4. P. 513.
7. Padilla W.J., Taylor A.J., Highstrete C. et al. // Phys. Rev. 2006. V. 96. № 10. P. 107401.
8. Chen H.T., Padilla W.J., Zide J. et al. // Nature. 2006. V. 444. № 7119. P. 597. <https://doi.org/10.1038/nature05343>
9. Xiao S., Wang T., Jiang X. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 50. P. 503002.
10. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 2. P. 021111.
11. Nemati A., Wang Q., Hong M.H., Teng J.H. // Opto-Electron Advances. 2018. V.1. № 18. P. 180009. <https://doi.org/10.29026/oea.2018.180009>
12. Zhou J., Chowdhury D.R., Zha R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 3. P. 035448. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.035448>
13. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 9. С. 586.
14. Маделунг О. Теория твердого тела. М.: Наука, 1980. С. 414.
15. Бутылкин В.С., Фишер П.С., Крафтмахер Г.А. и др. // РЭ. 2022. Т. 67. № 12. С. 1185.
16. Файн В.М. Фотоны и нелинейные среды. М.: Сов. радио, 1972. С. 472.
17. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977. С. 352.
18. Митропольский Ю.А. Метод усреднения в нелинейной механике. Киев: Наукова думка, 1971. С. 440.
19. Busch S., Scherger B., Scheller M., Koch M. // Optics Lett. 2012. V. 37. № 8. P. 1391.
20. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М.: Мир, 1965. С. 675.
21. Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А. // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 67. № 5. С. 902.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874;537.624

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ РЕЗОНАНСОВ ПОДЛОЖКИ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

© 2023 г. П. М. Ветошко^а, В. С. Власов^б *, В. Г. Шавров^а, В. И. Щеглов^а

^а Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^б Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина,
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

*E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступила в редакцию 17.05.2022 г.

После доработки 17.05.2022 г.

Принята к публикации 26.06.2022 г.

Рассмотрена задача о возбуждении ферромагнитного резонанса в тонкой ферритовой пленке, обладающей магнитоупругими свойствами, находящейся на толстой упругой подложке. Предложена модель возбуждения упругих колебаний в подложке за счет распространения периодического граничного режима, создаваемого магнитными колебаниями в пленке. В условиях стационарных колебаний получены амплитудно-частотные характеристики ферромагнитного резонанса, имеющие сильно осциллирующий характер, обусловленный возбуждением упругих мод высоких порядков по толщине подложки.

DOI: 10.31857/S0033849423020146, EDN: LCUVXP

ВВЕДЕНИЕ

Железоиттриевый феррит со структурой граната обладает рекордными как магнитными, так и упругими свойствами [1]. Ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) для этого материала составляет менее 1 Э, что на один-два порядка меньше ширины линии для других ферритов. Упругая добротность почти на порядок превышает упругую добротность кварца. Столь высокие эксплуатационные характеристики железоиттриевого граната (ЖИГ) являются основой для создания многочисленных устройств аналоговой обработки информации в СВЧ-диапазоне [2, 3]. В числе таких устройств можно упомянуть фильтры, фазовращатели, линии задержки, невзаимные вентили, циркуляторы и др. [4, 5]. Новые перспективы обеспечивает применение в устройствах тонких эпитаксиальных пленок [6, 7]. Широкие дополнительные возможности открывает комплексное использование магнитоупругих свойств ЖИГ [8]. Особо следует отметить широко развернувшиеся в последнее время работы по активации магнитных свойств магнитоупругих сред упругими импульсами, возбуждаемыми интенсивным воздействием света от фемтосекундного лазера [9–11].

Используемые в перечисленных применениях пленки ЖИГ (иногда с замещением) формируются, как правило, методом жидкофазной эпитак-

сии на подложках из гадолиний-галлиевого граната. Упругие свойства таких подложек близки к свойствам ЖИГ, т.е. имеют практически столь же низкие упругие потери.

В ряде работ [12–15] выявлено заметное влияние упругих свойств подложки на формирование линии ФМР собственно ЖИГ. Показано, что в определенных условиях локального возбуждения пленки СВЧ магнитным полем на линию ФМР накладывается сетка линий упругих резонансов подложки. Такие линии являются стоячими модами упругих колебаний, возбуждаемых по толщине подложки, причем число возбуждаемых мод может достигать пяти сот и более. Так, в работе [14, рис. 2] на линию ФМР, имеющую частоту около 200 МГц, наложена сетка линий упругих резонансов с периодом 3.8 МГц. В работе [13, рис. 5] на линию ФМР, соответствующую частоте 1860 МГц, наложена сетка упругих мод с шагом 3.8 МГц. В работе [12, рис. 2] на частоту ФМР около 5550 МГц наложена сетка с шагом 3.5 МГц.

В более ранних работах [16–18] сообщалось о наблюдении осцилляций на амплитудно-частотных характеристиках прошедших через структуру “пленка–подложка” объемных магнитостатических волн. В качестве причины осцилляций было предложено взаимодействие магнитостатических волн с упругими волнами, распространяющимися вдоль плоскости подложки. В более современ-

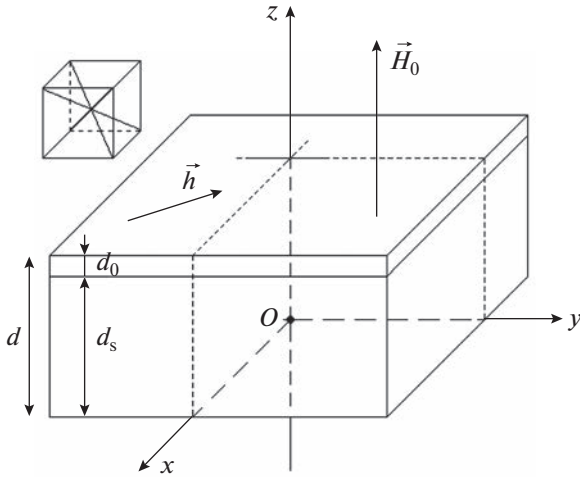


Рис. 1. Геометрия задачи — двухслойная структура, состоящая из пленки (верхний слой) и подложки (нижний слой); на вставке — схема кубической кристаллографической ячейки.

ной работе [19] подобные осцилляции наблюдались на частотных зависимостях коэффициента передачи поверхностных магнитостатических волн в структуре “пленка—подложка”, возбуждаемой копланарными преобразователями.

Во всех перечисленных работах констатировалось соответствие частотного интервала между осцилляциями резонансным частотам упругих колебаний подложки, однако теоретическое рассмотрение отсутствовало. Для интерпретации наблюдаемых явлений в работах [12, 14, 15] была использована модель связанных осцилляторов — одного магнитного и множества упругих, соответствующих модам стоячих упругих колебаний по толщине подложки (например, формула (6) в работе [15]). Подробный вывод предложенной системы уравнений, в том числе и в приведенной в [12] ссылке на работу [20], отсутствовал. Рассмотрение в такой модели нелинейного характера колебаний намагниченности (например, отмеченного в эксперименте, описанном в работе [13]), по-видимому, может вызвать некоторые трудности, поэтому в данной работе предложена модель, основанная на заведомо нелинейной прецессии намагниченности, связанной с поперечными компонентами упругих колебаний по толщине подложки.

1. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ

Будем рассматривать геометрию, сходную с принятой в работе [21] для решения задачи о возбуждении гиперзвуковых упругих колебаний в нормально намагниченной ферритовой пластине. Отмеченные далее некоторые отличия вызваны конкретной спецификой решаемой задачи.

Принятая здесь геометрия задачи показана на рис. 1. В основе геометрии лежит пластина, состоящая из пленки на подложке, общей толщиной d , из которой на пленку приходится толщина d_0 , на подложку — d_s . Пленка обладает магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами, подложка является немагнитной, однако упругие и кристаллографические свойства пленки и подложки совпадают. Материал пластины в целом имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ приложено перпендикулярно плоскости пластины, в плоскости которой действует переменное магнитное поле $\vec{h}$.

Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится на нижней по рисунку поверхности пластины, так что ее верхняя поверхность соответствует координате $z = d$.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Приведем общую постановку задачи. Уравнения колебаний для намагниченности и упругого смещения подобны полученным в работе [21]. Приведем их здесь без подробного вывода.

Уравнения для намагниченности:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right]; \quad (1)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right]. \quad (3)$$

Здесь $m_{x,y,z}$ — динамические компоненты намагниченности, нормированные на намагниченность насыщения материала M_0 , α — параметр затухания Гильберта, $H_{ex,ey,ez}$ — эффективные поля, определяемые выражениями

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_x}{\partial z}; \quad (4)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2}{M_0} m_z \frac{\partial u_y}{\partial z}; \quad (5)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2}{M_0} \left(m_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right), \quad (6)$$

где $u_{x,y,z}$ — компоненты упругого смещения, B_2 — константа магнитоупругого взаимодействия, а поле $h_{x,y}$ имеет гармоническую зависимость от времени следующего вида:

$$h_x = h_{0x} \sin(\omega t); \quad (7)$$

$$h_y = -h_{0y} \cos(\omega t), \quad (8)$$

где $h_{0x,0y}$ — постоянные.

Уравнения для компонент упругого смещения имеют вид

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = 0; \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_y}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} = 0, \quad (10)$$

где β — параметр упругого затухания, c_{44} — компонента модуля упругости, ρ — плотность материала пластины.

Граничные условия возьмем отличными от принятых в работе [21]. Там рассматривались условия, симметричные относительно центральной плоскости пластины, что диктовалось требованием максимизации связи намагниченности с упругим смещением для повышения мощности возбуждаемого гиперзвука. По той же причине толщина пластины выбиралась из условия совпадения частоты упругого резонанса пластины с частотой ее ФМР. Такие требования заставили в работе [21] ограничить возбуждение только первой упругой моды по толщине пластины, что дало следующий результат — значительное повышение мощности возбуждаемого гиперзвука в нелинейном режиме. Благодаря такому выбору толщины пластины последующие ее резонансные моды выходили далеко за частоту ФМР и не оказывали заметного влияния на колебания намагниченности.

Однако в работах [12–15] наблюдались многократные “расщепления” линии ФМР, обусловленные наложением на эту линию сетки упругих мод высоких порядков, вплоть до пятисотого. При этом упругие колебания возбуждались не в ферритовой пленке, как таковой, а в ее подложке, не обладавшей магнитными свойствами. То есть здесь имело место резко несимметричное возбуждение упругих колебаний, происходящее только на одной поверхности подложки, тогда как вторая оставалась свободной. Благодаря единству упругих свойств пленки и подложки, можно полагать, что упругие колебания по-прежнему присутствуют по всей толщине пластины, но связаны они с прецессией намагниченности только на одной ее поверхности, например с той, координата

z которой равна d . Таким образом, граничные условия принимают вид

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial t} \right|_{z=d} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z; \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial u_y}{\partial t} \right|_{z=d} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z; \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial t} \right|_{z=0} = 0; \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial u_y}{\partial t} \right|_{z=0} = 0. \quad (14)$$

При этом толщину пластины d будем считать значительно превышающей толщину, резонанс на которой соответствовал бы частоте ферромагнитного резонанса.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ

Как показано выше, упругие колебания возбуждаются в пластине за счет того, что на одной из ее поверхностей действует упругое смещение, определяемое состоянием намагниченности на этой поверхности. Предположим, что это состояние, т.е. компоненты $m_{x,y,z}$ вблизи поверхности заданы, и рассмотрим возбуждаемые при этом упругие колебания.

Задача для упругости состоит из уравнений (9), (10) и граничных условий (11)–(14). Благодаря единообразию уравнений и граничных условий для компонент u_x и u_y , переходящих друг в друга при замене x на y и обратно, ограничимся рассмотрением задачи только для u_x .

Введем обозначения для скорости упругой волны

$$v = \sqrt{c_{44}/\rho}. \quad (15)$$

Положим далее, что компонента намагниченности m_x имеет зависимость от времени вида $\exp(i\omega t)$, т.е.

$$m_x = m_x^{(0)} \exp(i\omega t), \quad (16)$$

а компонента m_z во времени остается постоянной, что имеет место при круговой прецессии намагниченности:

$$m_z = m_z^{(0)}. \quad (17)$$

При этом граничное условие (11) принимает вид

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial t} \right|_{z=d} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x^{(0)} m_z^{(0)} \exp(i\omega t), \quad (18)$$

где величины $m_x^{(0)}$ и $m_z^{(0)}$ на данном этапе рассмотрения положим постоянными.

Введем обозначение

$$A = -\frac{B_2}{c_{44}} m_x^{(0)} m_z^{(0)}. \quad (19)$$

С этим обозначением задача (9), (11), (13) принимает вид уравнения

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial u_x}{\partial z} - v^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = 0 \quad (20)$$

со следующими граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial z} \right|_{z=d} = A \exp(i\omega t); \quad (21)$$

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (22)$$

Предположим, что в установившемся режиме упругая волна, определяемая уравнением (20), имеет чисто гармонический характер с амплитудой, не зависящей от времени. В такой постановке (20)–(22) можно рассматривать как “задачу о распространении периодического граничного режима” [22, с. 107]. То есть режим, задаваемый условием (21) при координате $z = d$, имеющий зависимость от времени вида $\exp(i\omega t)$, распространяется далее по всей пластине до ее свободной поверхности при $z = 0$.

Будем искать решение в виде

$$u_x = Z(z) \exp(i\omega t), \quad (23)$$

где частоту ω полагаем заданной возбуждающим полем h .

Подставляя (23) в (20), сокращая на $\exp(i\omega t)$ и выделяя зависящую от координаты часть $Z(z)$, получаем граничную задачу для Z в виде уравнения

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 Z = 0 \quad (24)$$

и граничных условий

$$\left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{z=d} = A; \quad (25)$$

$$\left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (26)$$

где волновое число k определяется формулой

$$k = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - i \frac{2\beta}{\omega}}. \quad (27)$$

Представляя k в виде суммы действительной и мнимой частей

$$k = \eta - i\xi, \quad (28)$$

получаем

$$\eta = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}; \quad (29)$$

$$\xi = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}. \quad (30)$$

Возвращаясь к задаче (24)–(26), будем искать решение уравнения (24) в виде

$$Z = C_1 \sin(kz) + C_2 \cos(kz). \quad (31)$$

Подставляя (31) в (24) и учитывая граничные условия (25), (26), где A определяется выражением (19), получаем

$$Z(z) = \frac{B_2}{c_{44}} m_x^{(0)} m_z^{(0)} \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}. \quad (32)$$

Учитывая (23), получаем компоненту смещения u_x в виде

$$u_x = \frac{B_2}{c_{44}} m_x^{(0)} m_z^{(0)} \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)} \exp(i\omega t). \quad (33)$$

При этом в соответствии с (16) и (17) можно записать

$$u_x = \frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}. \quad (34)$$

Компоненту смещения u_y получаем заменой индекса x на y :

$$u_y = \frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \frac{\sin(kz)}{k \sin(kd)}. \quad (35)$$

В этих выражениях k определяется формулами (27)–(30).

4. ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОЛЯ

Для подстановки в эффективные поля (4)–(6), входящие в уравнения движения для намагниченности (1)–(3), требуются не упругие смещения $u_{x,y}$, а их производные $\partial u_{x,y}/\partial z$. Дифференцируя (34), (35) по z , получаем

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}, \quad (36)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (37)$$

Подставляя (36), (37) в (4)–(6), получаем эффективные поля в виде

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_x m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}; \quad (38)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_y m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}; \quad (39)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} (m_x^2 + m_y^2) m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (40)$$

Введем вспомогательный параметр:

$$P(k, z, d) = \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (41)$$

С этим параметром поля (38)–(40) принимают вид

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_x m_z^2 P; \quad (42)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_y m_z^2 P; \quad (43)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} (m_x^2 + m_y^2) m_z P. \quad (44)$$

Параметр $P(k, z, d)$ содержит волновое число k , имеющее комплексный характер (28), действительная и мнимая составляющие которого определяются выражениями (29), (30), содержащими частоту ω , скорость упругой волны v и параметр затухания β . Подставим (28) в (41) и воспользуемся формулами тригонометрических функций от комплексного аргумента [23, с. 76, ф-лы 408.16, 408.17]:

$$\sin(x - iy) = \sin(x) \operatorname{ch}(y) - i \cos(x) \operatorname{sh}(y); \quad (45)$$

$$\cos(x - iy) = \cos(x) \operatorname{ch}(y) + i \sin(x) \operatorname{sh}(y). \quad (46)$$

В результате получаем

$$\begin{aligned} \cos(kz) &= \cos(\eta z - i\xi z) = \\ &= \cos(\eta z) \operatorname{ch}(\xi z) + i \sin(\eta z) \operatorname{sh}(\xi z); \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \sin(kd) &= \sin(\eta d - i\xi d) = \\ &= \sin(\eta d) \operatorname{ch}(\xi d) - i \cos(\eta d) \operatorname{sh}(\xi d). \end{aligned} \quad (48)$$

Введем вспомогательные обозначения:

$$a = \cos(\eta z) \operatorname{ch}(\xi z); \quad (49)$$

$$b = \sin(\eta z) \operatorname{sh}(\xi z); \quad (50)$$

$$c = \sin(\eta d) \operatorname{ch}(\xi d); \quad (51)$$

$$d = \cos(\eta d) \operatorname{sh}(\xi d). \quad (52)$$

С этими обозначениями выражения (47), (48) принимают вид

$$\cos(kz) = a + ib; \quad (53)$$

$$\sin(kd) = c - id. \quad (54)$$

Подставляя (53), (54) в (41) и выделяя действительную и мнимую части, получаем

$$P(k, z, d) = \frac{ac - bd}{c^2 + d^2} + i \frac{ad + bc}{c^2 + d^2}. \quad (55)$$

Введем обозначения:

$$g = \frac{ac - bd}{c^2 + d^2}; \quad (56)$$

$$h = \frac{ad + bc}{c^2 + d^2}. \quad (57)$$

С этими обозначениями (55) принимает вид

$$P(k, z, d) = g + ih. \quad (58)$$

Модуль параметра P принимает вид

$$|P(k, z, d)| = \sqrt{g^2 + h^2}. \quad (59)$$

Здесь параметры g и h через посредство (56), (57), (49)–(52), (29), (30) содержат частоту ω , скорость упругой волны v и параметр затухания β . Получаемые при этом выражения являются довольно громоздкими, поэтому при машинном счете авторы рекомендуют их вычислять последовательно в обратном порядке, т.е. сначала (29), (30), затем (49)–(52) и после (56), (57).

5. ПОЛНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Получаемая полная система уравнений для трех компонент намагниченности m_x , m_y , m_z и двух компонент упругого смещения u_x и u_y при заданном значении z имеет вид:

три уравнения для намагниченности (1)–(3):

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right]; \end{aligned} \quad (60)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right]; \end{aligned} \quad (61)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right]; \end{aligned} \quad (62)$$

два уравнения для упругого смещения (36), (37):

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_x m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}, \quad (63)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = \frac{B_2}{c_{44}} m_y m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (64)$$

При этом входящие в уравнения для намагниченности (60)–(62) эффективные поля имеют вид (38)–(40):

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_x m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}; \quad (65)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_y m_z^2 \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}; \quad (66)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} (m_x^2 + m_y^2) m_z \frac{\cos(kz)}{\sin(kd)}. \quad (67)$$

В рамках настоящей работы система (60)–(64) с учетом (65)–(67) решалась численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка [24, с. 702, вариант “с”]. В результате решения получалось развитие колебаний во времени. Условием решения аналитической части задачи было принято предположение о стационарности режима, поэтому амплитуда колебаний регистрировалась только по прошествии времени, значительно превышающего время релаксации магнитной и упругой систем. Упругие колебания регистрировались при заданном значении координаты z по толщине пластины. Осуществлялась пошаговая развертка по частоте, так что в результате получали амплитудно-частотные характеристики магнитных и упругих колебаний в установившемся режиме. Результаты расчетов представлены далее.

6. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Предметом настоящего рассмотрения являются амплитудно-частотные характеристики магнитных колебаний, представляющие собой резонансные кривые ФМР по частоте. Для расчета использовались типичные параметры пленки ЖИГ на подложке из гадолиний-галлиевого граната, подобные принятым в работе [21]: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, константа упругости $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см⁻³, константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см⁻³, плотность $\rho = 5.17$ г см⁻³. При этих параметрах скорость упругой волны равна

$$v = \sqrt{c_{44}/\rho} = 3.84 \times 10^5 \text{ см}^{-1}.$$

Постоянное поле H_0 задавалось равным 2750 Э, что при $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹ обеспечивало частоту ФМР равной 2800 МГц. Подобно [21] для удобства развертки по времени параметры магнитного и упругого затухания были выбраны несколько большими (примерно на порядок) реальных: $\alpha = 0.02$, $\beta = 10^8$ с⁻¹. При принятых значениях пара-

метров действительная часть волнового числа k (28) превышала мнимую более чем на два порядка, что позволило для параметра P (58) ограничиться действительной частью (56), т.е. значительно упростить вычисления.

Толщина пленки ЖИГ принималась равной $d_0 = 0.6865$ мкм, что при заданных выше параметрах материала соответствовало частоте упругого резонанса 2800 МГц, т.е. равнялась частоте ФМР. Толщина пластины, т.е. структуры в целом, была в 200 раз больше толщины пленки, т.е. $d = 137.3$ мкм. Координата z , на уровне которой регистрировалось упругое смещение, равнялась 0.6865 мкм, т.е. находилась вблизи поверхности структуры, противоположной местонахождению пленки.

Отметим, что в реальных экспериментах, например описанных в работах [12–19], толщина подложки превышала толщину пленки на два-три порядка и более, так что частота упругого резонанса подложки составляла единицы МГц. Именно такая частота соответствовала осцилляциям, наблюдаемым на амплитудно-частотных характеристиках.

На рис. 2 представлены резонансные кривые ФМР по частоте при низком уровне возбуждения $h_0 = 0.01$ Э, так что колебания намагниченности являются чисто линейными. Кривые построены при двух различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия: $B_2 = 0$ и 6.96×10^6 эрг см⁻³.

На рис. 2а магнитоупругая связь отсутствует, так что кривая имеет чистый вид, соответствующий линейному ферромагнитному резонансу. Кривая совершенно чистая, какие-либо осцилляции полностью отсутствуют.

Однако из рис. 2б, где магнитоупругая связь имеет место, видно, что в этом случае на резонансной кривой наблюдаются сильные осцилляции.

Толщина пластины выбрана в 200 раз больше толщины пленки, т.е. 137.3 мкм. Учитывая, что при резонансе первой моды на толщине пластины в целом укладывается половина длины упругой волны, получаем частоту этой моды 14 МГц. Полагая, что резонансы последующих мод соответствуют укладыванию на полной толщине нечетного числа полуволн, получаем, что расстояние по частоте между модами должно составлять 28 МГц.

Из рис. 2б видно, что расстояние по частоте между пиками осцилляций как раз соответствует 28 МГц. Такое совпадение свидетельствует в пользу предложенной модели.

На рис. 3 показаны резонансные кривые ферромагнитного резонанса по частоте при высоком уровне возбуждения $h_0 = 10$ Э, так что колебания намагниченности являются сильно нелинейными. Кривые построены при тех же значениях параметров, что на рис. 2.

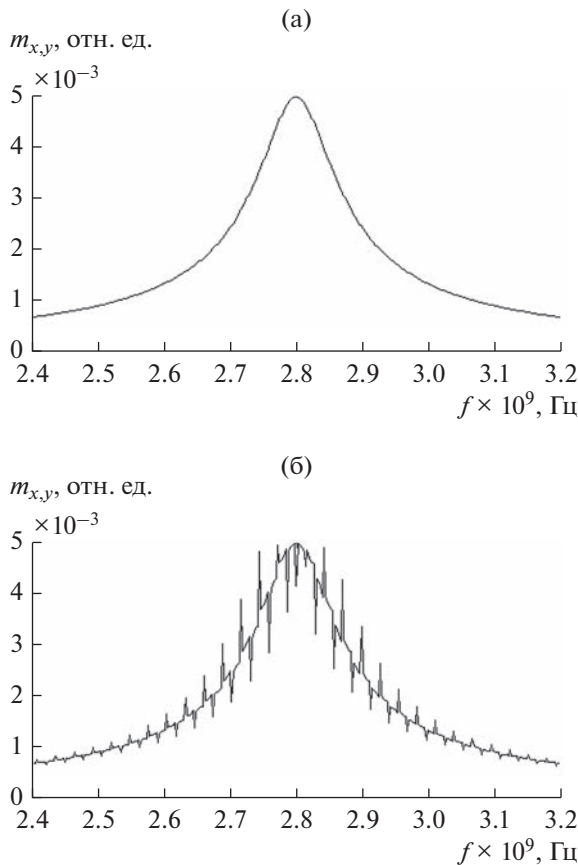


Рис. 2. Резонансные кривые по частоте при низком уровне возбуждения $h_0 = 0.01$ Э и различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия: а) $B_2 = 0$, б) $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см $^{-3}$; толщина пластины 137.2 мкм.

Представленная на рис. 3а резонансная кривая имеет вид “скошенного треугольника”, типичный для нелинейного резонанса при расстройном механизме ограничения амплитуды [13, 25]. Магнитоупругое взаимодействие отсутствует, так что кривая совершенно гладкая, осцилляции отсутствуют.

На рис. 3б представлена та же кривая при наличии магнитоупругого взаимодействия. Видно сильное проявление осцилляций, таких же, как на рис. 2б. Расстояние по частоте между пиками осцилляций равно тем же 28 МГц.

Таким образом, можно полагать, что предложенная модель применима для описания нелинейных колебаний намагниченности также в достаточной степени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено влияние упругих резонансов подложки на ферромагнитный резонанс в

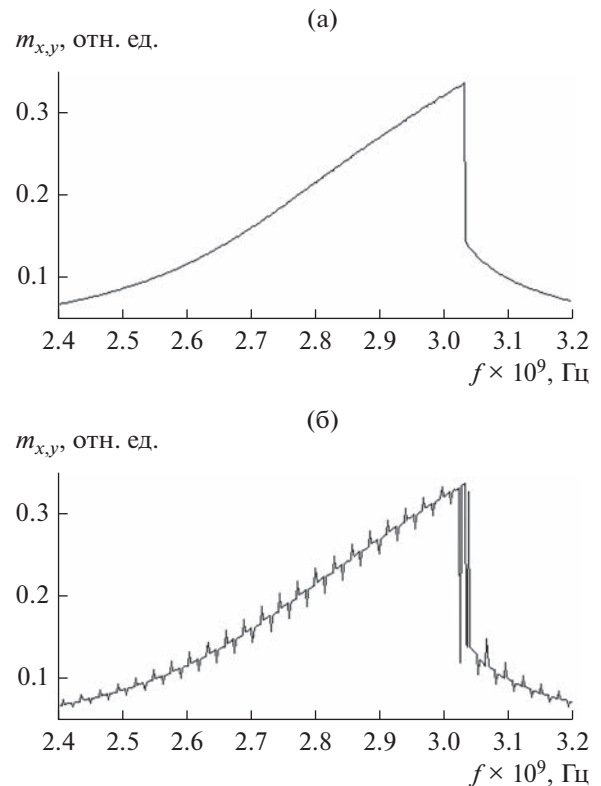


Рис. 3. Резонансные кривые колебаний намагниченности по частоте при высоком уровне возбуждения $h_0 = 10$ Э и различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия: а) $B_2 = 0$, б) $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см $^{-3}$; толщина пластины 137.2 мкм.

пленках ЖИГ. В условиях малости толщины пленки по сравнению с толщиной подложки предложена модель, рассматривающая возбуждение упругих колебаний как задачу о распространении периодического граничного режима. Получена система связанных уравнений для намагниченности и упругого смещения с граничными условиями, отражающими возбуждение упругих колебаний на той поверхности подложки, где находится пленка. Получены эффективные поля, отражающие воздействие упругой системы на магнитную, что позволило свести задачу к системе из пяти уравнений первого порядка – для трех компонент намагниченности и двух компонент упругого смещения. Решение полученной системы методом Рунге–Кутты с последующим выделением стационарной амплитуды позволило получить амплитудно-частотные характеристики ферромагнитного резонанса. Выявлен сильно осциллирующий характер резонансной характеристики, обусловленный наложением на основную резонансную кривую эквидистантной сетки резонансных линий, соответствующих модам упругих резонансов высоких порядков по толщине подложки. Показа-

но, что осциллирующий характер резонансной кривой имеет место как в линейном, так и в сильно нелинейном режиме, причем эквидистантный характер осцилляций сохраняется.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-55-53019 ГФЕН_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Штраусс В. // Физическая акустика / Под ред. У.П. Мэзона. Т. 4Б. Применения физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела. М.: Мир, 1970. С. 247.
2. Адам Дж.Д. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 73.
3. Исхак В.С. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 86.
4. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F. et al. // IEEE Trans. 2002. V. MTT-50. № 3. P. 721.
5. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
6. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. // Микроэлектроника. 1977. Т. 6. № 6. С. 549.
7. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264002.
8. Ле-Кроу Р., Комсток Р. // Физическая акустика / Под ред. У.П. Мэзона Т. 3Б. Динамика решетки. М.: Мир, 1968. С. 156.
9. Калашиникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1064.
10. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J. et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. № 3. P. 034068.
11. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22.
12. An K., Litvinenko A.N., Kohno R. et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. № 6. P. 060407.
13. Кузмичев А.Н., Ветошко П.М., Князев Г.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. № 11-12. С. 749.
14. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю. и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 7. С. 1124.
15. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю. и др. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 2. С. 307.
16. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 39. № 9. С. 500.
17. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307.
18. Андреев А.С., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 2. С. 90.
19. Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л. и др. // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 7. С. 1060.
20. Streib S., Keshiggar H., Bauer G.E.W. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. № 2. P. 027202.
21. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
22. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.
23. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1973.
24. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.
25. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

УДК 621.391

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СХЕМЫ ПЕРЕДАЧИ НА ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСАХ

© 2023 г. А. С. Дмитриев^a, *, Т. И. Мохсени^a, М. М. Петросян^a

^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: chaos@cplire.ru

Поступила в редакцию 06.09.2022 г.

После доработки 06.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

Продemonстрирована практическая реализуемость беспроводной схемы относительной передачи на основе хаотических радиоимпульсов. Разработаны новые компоненты, необходимые для осуществления этой схемы. Создан макет системы передачи в диапазоне частот 200...500 МГц, на котором проведены эксперименты по передаче двоичной информации. Результаты измерений соответствуют полученным ранее теоретическим и расчетным оценкам по основным свойствам и характеристикам новой схемы передачи, использующей в качестве носителя информации динамический хаос.

DOI: 10.31857/S0033849423020055, EDN: LCGMPX

ВВЕДЕНИЕ

Относительные схемы передачи информации известны с середины 50-х годов XX в. [1–3]. Их широко исследовали как для узкополосных, так и для широкополосных, в том числе шумовых и шумоподобных сигналов. Основные достоинства относительных схем передачи – прежде всего простота конструкции схемы приемников. Поэтому вполне естественно, что относительные схемы одними из первых были предложены и теоретически исследованы для нового в то время класса широкополосных шумоподобных сигналов – хаотических сигналов. Оказалось, что первая же предложенная относительная схема передачи с использованием хаотических сигналов – DCSK (Differential Chaotic Shift Keying) [4] имела неплохие характеристики по помехоустойчивости по сравнению с методами, предложенными к тому времени на основе хаотической синхронизации [5–11]. Однако с практической точки зрения особенность схемы заключалась в том, что она требовала использования линий задержек, сопоставимых с длительностью передаваемых битов, а это, при аналоговой реализации схемы, приводит к длине линий задержки в десятки и сотни метров.

В [11–13] была предложена прямохаотическая схема относительной передачи информации, в которой отсутствуют задержки большой длительности. Было проведено математическое моделирование и получены аналитические оценки помехоустойчивости предложенной схемы. Затем на основе полученных результатов в [14] было прове-

дено схемотехническое моделирование схемы относительной передачи, в процессе которого показана ее работоспособность с учетом использования моделей реальных электронных компонентов.

Цель данной работы – создание макета схемы прямохаотической относительной передачи информации на основе хаотических радиоимпульсов DC² (Direct Chaotic Differentially Coherent scheme) и ее исследование с целью получения экспериментальных результатов, доказывающих работоспособность предложенного решения и оценки соответствия его технических характеристик теоретическим оценкам и данным компьютерного моделирования.

1. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ СХЕМА ПЕРЕДАЧИ НА ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСАХ

Структура прямохаотической относительной схемы передачи информации DC² показана на рис. 1.

Передатчик схемы DC² состоит из генератора хаотического сигнала (источник хаотических радиоимпульсов, ИХР), делителя Д, модулятора М, временной задержки τ и сумматора Σ , с выхода которого сигнал поступает в коммуникационный канал.

Коммуникационный канал в радиодиапазоне осуществляет связь между передатчиком и приемником и может быть реализован в виде либо фрагмента высокочастотного кабеля, либо комбинации передающей и приемной антенн, разделенных участком свободного пространства.

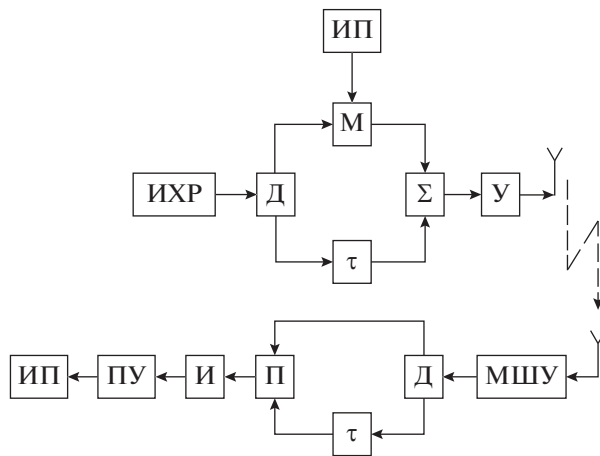


Рис. 1. Схема передачи: ИХР — источник хаотических радиоимпульсов; Д — делитель; ИП — информационная последовательность; М — модулятор; τ — задержка; Σ — сумматор; У — усилитель; МШУ — малошумящий усилитель; П — перемножитель; И — интегратор; ПУ — пороговое устройство.

Источник хаотических радиоимпульсов формирует импульсы длительностью $T_{\text{и}}$, промежутки между импульсами — защитные интервалы имеют длительность $T_{\text{з}}$. Суммарная длительность импульса и защитного интервала представляет собой длительность передаваемого бита $T_{\text{б}}$. Каждый импульс поступает в делитель, после которого попадает в два канала. В первом канале он модулируется информационным сигналом путем умножения на ± 1 , а во втором канале задерживается на время корреляции хаотического сигнала τ . Умножение на $+1$ соответствует передаче “1”, умножение на -1 — передаче “0”. После этого сигналы суммируются, суммарный сигнал усиливается, поступает в антенну и излучается. При этом длина излучаемого суммарного импульса равна $T_{\text{из}} = T_{\text{и}} + \tau$.

Приемник системы включает в себя малошумящий усилитель МШУ, делитель Д, задержку τ , перемножитель П: интегратор И и пороговое устройство ПУ. Принятый сигнал усиливается до нужного уровня в МШУ, делится пополам и попадает в два канала. В первом канале никаких действий с сигналом не производится, и он поступает на перемножитель. Во втором канале сигнал задерживается на время τ после чего также поступает на перемножитель. Отметим, что длительность импульса, полученного путем перемножения импульсов, поступивших на перемножитель, равна $T_{\text{и}}$. Импульс, полученный с выхода перемножителя, интегрируется. Затем сигнал поступает на пороговое устройство с нулевым порогом. Если поступивший сигнал больше нуля, то пороговое устройство фиксирует прием “1”, если же он меньше нуля, то фиксируется прием “0”.

Более подробно принцип работы схемы и ее характеристики описаны в [11–13].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная реализация схемы для относительной сверхширокополосной (СШП) прямохаотической передачи представлена на рис. 2.

Макет передатчика в эксперименте соответствует схеме передатчика на рис. 1. В качестве рабочего диапазона частот для экспериментов был выбран участок спектра частот 200...500 МГц (рис. 3а). Проведение экспериментов в этом частотном диапазоне потребовало использования оригинального двухтранзисторного источника хаотических радиоимпульсов [15]. Делитель Д в передатчике имеет рабочую полосу 1 ГГц. При инверсном включении такое же устройство использовалось в приемнике в качестве сумматора. В передатчике и приемнике необходимо иметь одинаковые задержки (τ) с временем запаздывания, равным или превышающим время автокорреляции импульсов, формируемых ИХР. На рис. 3б представлена автокорреляционная функция хаотических радиоимпульсов источника. Из графика видно, что за время 4...5 нс автокорреляционная функция спадает примерно на порядок относительно максимума. Для формирования задержек с таким запаздыванием был использован коаксиальный СВЧ-кабель длиной 1 м. Скорость распространения сигнала в используемом кабеле равна $0.7c$ (c — скорость света в вакууме). Запаздывание в кабеле составляет $\tau \approx 4.8$ нс, что примерно соответствует времени автокорреляции используемых в приемопередатчике хаотических импульсов.

Следующий элемент схемы передатчика — модулятор. Его функция заключается в манипуляции знака входного сигнала: на выходе модулятора нужно иметь сигнал того же знака, что и на входе при передаче “1” и сигнал противоположного входному сигналу знака при передаче “0”. Модулятор состоит из двухпозиционного ключа, инвертирующего элемента и сумматора. В качестве инвертирующего элемента была использована задержка на время спада автокорреляционной функции источника до минимума (см. рис. 3б). В первом минимуме знак автокорреляционной функции отрицателен, а по абсолютному значению меньше максимума на 20...30%. Таким образом, на выходе инвертирующего блока формируется хаотический импульс, знак значений которого противоположен знаку значений входного импульса.

Сравнение с нулевым порогом значений максимума и минимума автокорреляционной функции будет всегда давать противоположный результат, что соответствует критерию детектирования информационных символов на приемнике схемы DC². Согласно графику на рис. 3б, минимум авто-

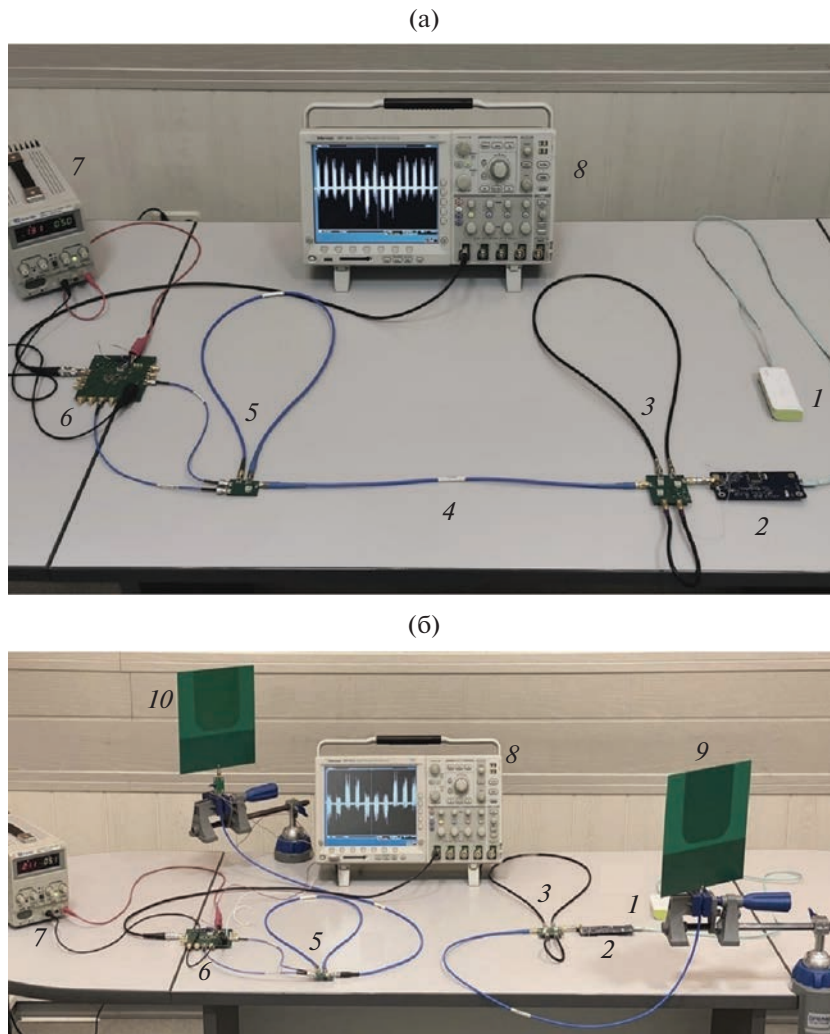


Рис. 2. Экспериментальные установки для относительной прямохаотической передачи информации по кабельному каналу (а) и по эфиру (б): 1 – источник питания передатчика; 2 – плата передатчика, включающая ИХР и микроконтроллер; 3 – плата передатчика, содержащая делитель, модулятор, линию задержки и сумматор; 4 – кабельный канал связи; 5 – плата приемника, содержащая делитель и линию задержки; 6 – перемножитель; 7 – источник питания приемника; 8 – осциллограф; 9 – антенна передатчика; 10 – антенна приемника с МШУ.

корреляционной функции находится при задержке приблизительно 1 нс. Это соответствует запаздыванию в фрагменте кабеля длиной 0.23 м. Именно такой фрагмент кабеля и используется в макете в качестве инвертирующего сигнал элемента.

Выход генератора был подсоединен ко входу делителя при помощи sma-разъемов. Коаксиальные кабели, выполнявшие роль задержки на время автокорреляции, а также инвертирующей задержки, были соединены с платой, на которой располагались делитель, задержка, сумматор и модулятор.

Хаотические радиоимпульсы как носители информации относятся к сигналам с расширением спектра. Этот класс сигналов характеризуется такими характеристиками, как база сигнала $B = 2\Delta F\Delta T$ и его процессинг $K = \Delta F\Delta T$ [1–3, 16]. Вы-

бор длительности хаотических радиоимпульсов определяется спецификой функционирования схемы передачи DC². Как показал анализ этой схемы [11–13], передача информации в ней с малым уровнем ошибок, даже в условиях отсутствия тепловых шумов, может быть осуществлена только при достаточно больших базах B или процессингах K хаотических радиоимпульсов. Так, например, при $K \leq 30$ вероятность ошибки на бит – BER (Bit Error Ratio) не может быть меньше 10^{-3} и только при $K \geq 50$ выходит на уровень меньше 10^{-5} . Это означает, что при полосе сигнала 300 МГц, используемой в экспериментальной установке, минимальная длина хаотических радиоимпульсов, при которой обеспечивается вероятность ошибок не хуже 10^{-5} , должна быть не менее 165 нс. Суммарная длительность импульса $T_{\text{и}}$ и защитного

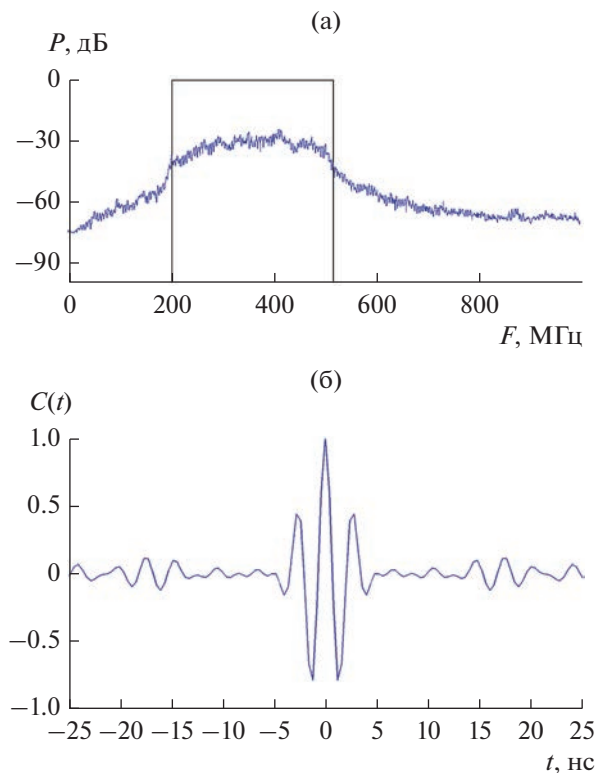


Рис. 3. Характеристики хаотических радиоимпульсов: а – спектр мощности; б – автокорреляционная функция.

интервала T_3 представляет собой длительность передаваемого бита

$$T_6 = T_{\text{и}} + T_3.$$

При скважности следования импульсов (отношения длины бита к длине импульса) равной двум, имеем длительность бита $T_6 = 330$ нс и, соответственно, максимальную скорость передачи $C = 3.3$ Мбит/с.

В экспериментальной установке источник хаотических радиоимпульсов формирует импульсы длительностью $T_{\text{и}} = 2$ мкс, что существенно больше минимально допустимой длительности. Промежутки между импульсами – защитные интервалы имеют длительность $T_3 = 4$ мкс, что соответствует скважности три. Суммарная длительность импульса и защитного интервала представляет собой длительность передаваемого бита $T_6 = 6$ мкс. Скорость передачи составляет около 167 Кбит/с. Таким образом, параметры экспериментального макета заведомо лежат в области теоретически рассчитанных параметров работоспособности макета с точки зрения структуры сигнала.

В передатчике каждый импульс, сформированный источником, поступает в делитель D , после которого попадает в два канала. В первом канале он модулируется информационным сигналом пу-

тем умножения на ± 1 , а во втором канале задерживается на время $\tau \approx 5$ нс. Умножение на $+1$ соответствует передаче “1”, умножение на -1 – передаче “0”. После этого сигналы суммируются, суммарный сигнал усиливается и поступает в коммуникационный канал. При этом длина излучаемого суммарного импульса $T_{\text{из}} = T_{\text{и}} + \tau$ близка к 2 мкс.

Структура макета приемника в эксперименте соответствует схеме приемника на рис. 1. Перемножитель был реализован на широкополосной микросхеме перемножения аналоговых сигналов с рабочей полосой частот от 0 до 1 ГГц. Обработка сигнала с выхода перемножителя осуществлялась в два этапа. На первом этапе при помощи осциллографа с полосой частот 500 МГц производится первичная обработка сигнала, т.е. исключение из него компонент выше 500 МГц, оцифровка и формирование текстовых файлов, содержащих информацию (csv-файлов) и записываемых на внешнее устройство обработки сигнала (персональный компьютер). Отметим, что вся полезная для дальнейшей обработки информация содержится именно в полосе до 500 МГц. На втором этапе в среде Matlab осуществлялось интегрирование сигнала с помощью цифрового фильтра нижних частот (ФНЧ).

На созданном макете системы передачи были проведены две группы экспериментов. В первой группе экспериментов в качестве канала передачи использовали СВЧ-кабель, во второй передача данных производилась по эфиру.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С КАНАЛОМ В ВИДЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАБЕЛЯ И ПО ЭФИРУ

Экспериментальная установка с использованием высокочастотного кабеля в качестве канала связи для передачи СШП прямохаотического сигнала была показана на рис. 2а.

Система работала в непрерывном режиме, передавая поток импульсов длительностью 2 мкс и скважностью между импульсами, равной 3 (скорость передачи 167 Кбит/с). На входе приемника был использован аттенюатор с $K = -10$ дБ. С учетом ослабления аттенюатора и потерь в перемножителе, на его выходе модуль амплитуды импульсов составляла порядка 50 мВ, что по предварительным оценкам было достаточным для уверенного приема. Проведенные успешные эксперименты по передаче информации с использованием СВЧ кабеля, в качестве физического канала передачи, подтвердили обоснованность этих оценок.

Экспериментальная установка для экспериментов с использованием эфира в качестве канала для передачи СШП прямохаотического сигнала была представлена на рис. 2б.

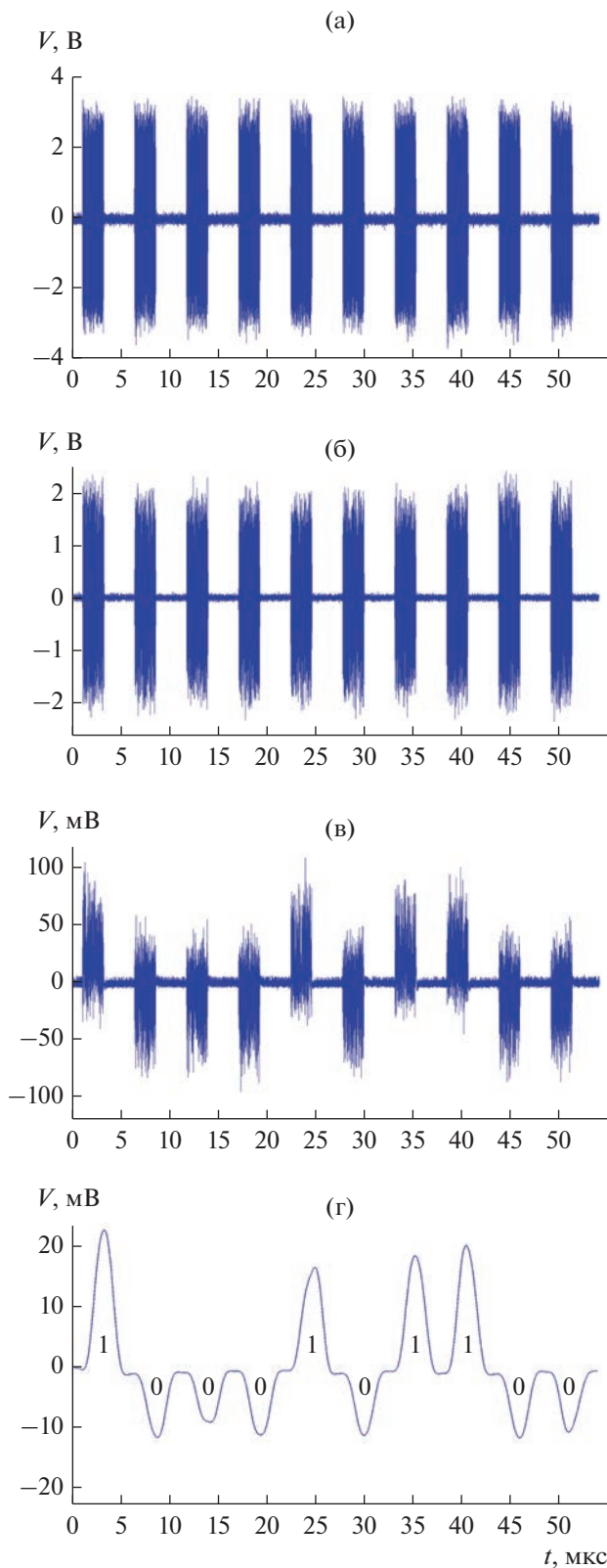


Рис. 4. Вид сигналов при преобразованиях в системе передачи по эфиру: а — импульсы на выходе ИХР; б — поток импульсов на выходе сумматора передатчика; в — сигнал на выходе перемножителя; г — сигнал на выходе фильтра нижних частот.

В экспериментах по передаче данных по эфиру беспроводный канал представлял собой комбинацию передающей и приемной антенны, разделенную пространственным промежутком размером ~ 1 м. Использовались антенны небольших размеров (20×20 см), согласованные во всем диапазоне хаотического сигнала. Каждая из них имела коэффициент ослабления около 7 дБ. Коэффициент ослабления за счет рассеяния волны в пространстве при использовании идеальных ненаправленных антенн на используемых частотах составляет 22 дБ. Поэтому с учетом ослабления антенн суммарные потери будут порядка 36 дБ. Для компенсации этих потерь на входе приемника, в соответствии со структурной схемой системы передачи, вместо аттенюатора, использовавшегося в экспериментах с кабелем, на входе приемной части установки использовался малошумящий усилитель с $K = 20$ дБ. Учитывая дополнительные потери в 36 дБ, по сравнению с передачей по каналу в виде радиочастотного кабеля, и дополнительное усиление сигнала на 30 дБ (исключение аттенюатора на 10 дБ и введение МШУ на 20 дБ), можно ожидать получения сопоставимых уровней сигнала непосредственно на входе приемника.

В экспериментах с передачей данных по эфиру в передатчике формировалась информационная последовательность (ИП) битов, которая модулировала сигнал в первом канале.

Типичные результаты экспериментов представлены на рис. 4, где на примере передачи последовательности двоичных символов 1000101100 показана эволюция фрагмента сигнала при последовательном прохождении точек схемы. На рис. 4а изображен фрагмент из исходных 10 импульсов, сформированных источником, на рис. 4б — импульсы на выходе сумматора передатчика. Уровень сигнала составляет немного больше 2 В. На рис. 4в показан фрагмент потока импульсов после перемножителя. Последовательность импульсов огибающей (рис. 4г) на выходе ФНЧ соответствует двоичной последовательности информационного сигнала на входе экспериментального макета схемы передачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведенных исследований была разработана и изготовлена установка для относительной СШП прямохаотической передачи. На этой установке были впервые проведены эксперименты по передаче цифровой информации и показаны практическая реализуемость и работоспособность предложенной в [11–13] схемы DC^2 как при использовании в качестве канала радиочастотного кабеля, так и при передаче по эфиру.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петрович Н.Т., Размахнин М.К. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Сов. радио, 1969.
2. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.
3. Петрович Н.Т. Относительные методы передачи информации. М.: Книга-М., 2003.
4. Kolumban G., Kennedy M. // IEEE Trans. 1997. V. CAS-44. № 10. P. 927.
5. Kocarev L., Halle K.S., Eckert K. et al. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 1992. V. 2. № 3. P. 709.
6. Cuomo M.K., Oppenheim A.V., Strogatz S.H. // IEEE Trans. 1993. V. CAS-40. № 10. P. 626.
7. Downes P.T. // SPIE. 1993. V. 2038. P. 227.
8. Бельский Ю.Л., Дмитриев А.С. // РЭ. 1993. Т. 38. № 7. С. 1310.
9. Dedieu H., Kennedy M., Hasler M. // IEEE Trans. 1993. V. CAS-40. № 10. P. 634.
10. Partlitz U., Chua L., Kocarev L., Halle K. et al. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 1992. V. 2. № 4. P. 973.
11. Дмитриев А.С., Мохсени Т.И., Сьерра-Теран К.М. // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1074.
12. Дмитриев А.С., Мохсени Т.И., Сьерра-Теран К.М. // Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26. № 4. С. 59.
13. Dmitriev A.S., Mokhseni T.I., Sierra-Teran K.M. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2018. V. 21. № 3. P. 237.
14. Дмитриев А.С., Мохсени Т.И., Сьерра-Теран К.М. // Прикладная нелинейная динамика. 2019. Т. 27. № 5. С. 72.
15. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Ицков В.В. и др. // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 797.
16. Dixon R.C. Spread Spectrum Systems with Commercial Applications. NY.: John Wiley & Sons Inc., 1994.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД ИЗ ВЫСОКООМНОГО КРЕМНИЯ
И ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА НА ЕГО ОСНОВЕ© 2023 г. М. П. Пархоменко^а, *, Д. С. Калёнов^а, И. С. Еремин^а, Н. А. Федосеев^а^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: pamikle@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.06.2021 г.

После доработки 22.09.2022 г.

Принята к публикации 25.09.2022 г.

На основе диэлектрического волновода из высокоомного кремния разработаны оптически и механически управляемые аттенуаторы и электрически управляемый фазовращатель. В полосе частот 26...37 ГГц теоретически и экспериментально определены характеристики волновода и разработанных элементов на его основе.

DOI: 10.31857/S0033849423020110, EDN: LCSTFO

При разработке и создании устройств, приборов, а также построенных на их основе радиоизмерительных систем микроволнового и миллиметрового диапазонов используются диэлектрический волновод (ДВ) и элементная база на его основе [1–4]. В настоящее время в связи с появлением мощных вычислительных программ расширяются возможности ДВ. Например, его можно использовать при создании методик контроля степени однородности электромагнитных параметров материалов.

В представленной работе ДВ миллиметрового диапазона выполнен из высокоомного кремния. Этот полупроводниковый материал примечателен тем, что имеет низкий тангенс угла потерь, а на электрофизические параметры можно воздействовать электрическим полем и светом. Все это позволяет создать линию передачи с малыми погонными потерями и эффективной элементной базой. Диэлектрический волновод из высокоомного кремния и его элементная база частично исследовались ранее [5–8]. Однако использование современного экспериментального оборудования и электродинамических вычислительных программ позволяет провести эти исследования более детально.

Волноводная секция ДВ показана на рис. 1, где кремниевый ДВ 1 с поперечными размерами $a = 1.4$, $b = 2.8$ мм размещается на подложке из пористого фторопласта 2 (диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 1.4$, тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_\epsilon = 5 \times 10^{-4}$). Для ввода и вывода мощности используются возбуждители 3, состоящие из участка ДВ, сошлифованного под острым углом и

вставленного в прямоугольный металлический волновод 4 сечением 7.11×3.56 мм. На рисунке также показано поперечное сечение ДВ, на котором указаны его поперечные размеры, система координат, а также вектор напряженности $\vec{E}$ электрического поля для волны E_{11}^y .

В ДВ существует две волны низшего типа — E_{11}^y и E_{11}^x , которые не имеют частот отсечки снизу. Как показано ранее [3], для волновода формата $a/b < 1$ в качестве рабочей моды используется волна E_{11}^y , у которой вектор $\vec{E}$ направлен вдоль оси y .

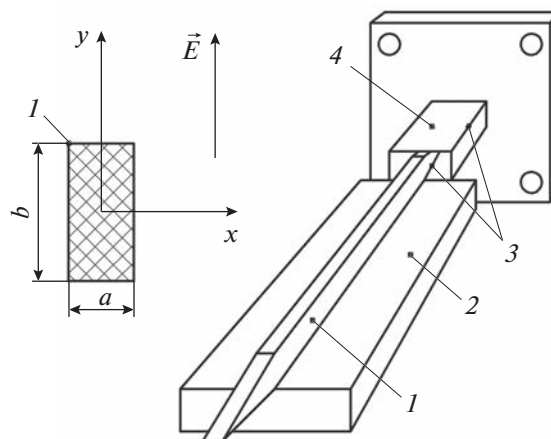


Рис. 1. Волноводная секция диэлектрического волновода: 1 — кремниевый ДВ, 2 — подложка, 3 — возбуждатель, 4 — металлический волновод.

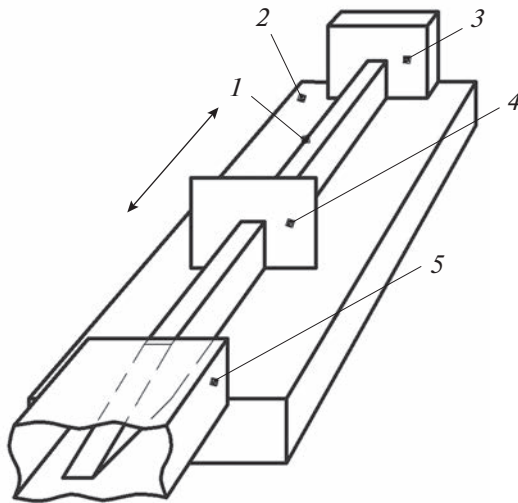


Рис. 2. Измерительная секция для определения длины волны в диэлектрическом волноводе: 1 – ДВ, 2 – подложка из пористого фторопласта, 3 – металлический отражатель, 4 – подвижной металлический экран с вырезом под сечение ДВ, 5 – волновод возбуждителя.

Эта волна по сравнению с E_{11}^x имеет меньшие погонные потери и лучшую поляризационную устойчивость.

1. ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Экспериментально дисперсионные зависимости, т.е. зависимости длины волны от частоты, в ДВ определялись с помощью разработанной нами методики [8]. Измерительная секция показана на рис. 2, где 1 – это ДВ, 2 – подложка из пористого фторопласта, 3 – металлический отражатель, 4 – подвижной металлический экран с вырезом под сечение ДВ. Волновод возбуждителя 5 связан через измерительную секцию с анализатором цепей. На экране анализатора цепей наблюдалась интерференционная картина двух волн, одна из которых отражалась от неподвижного отражателя 3, другая – от подвижного 4. С помощью частотной метки измерителя фиксировался минимум сигнала на измеряемой частоте f . При перемещении неоднородности в сторону отражателя интерференционная картина смещалась относительно частотной метки, т.е. на месте минимума появлялся максимум, затем опять минимум и т.д. Подсчитывая число минимумов p при перемещении неоднородности на расстояние l и используя соотношение $l = p \frac{\Lambda}{2}$, определяли длину волны Λ в диэлектрическом волноводе на заданной частоте f .

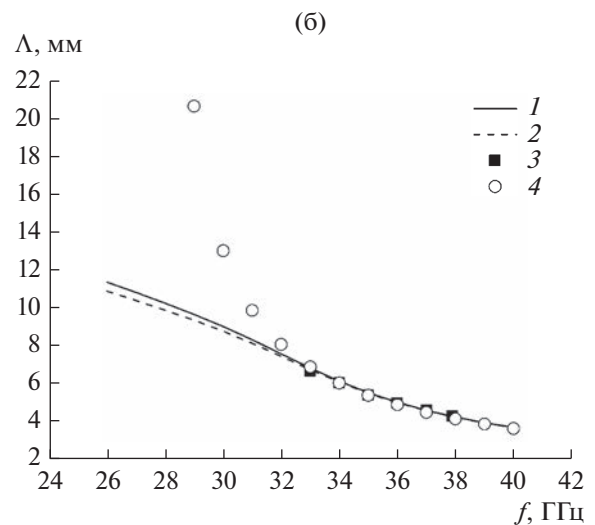
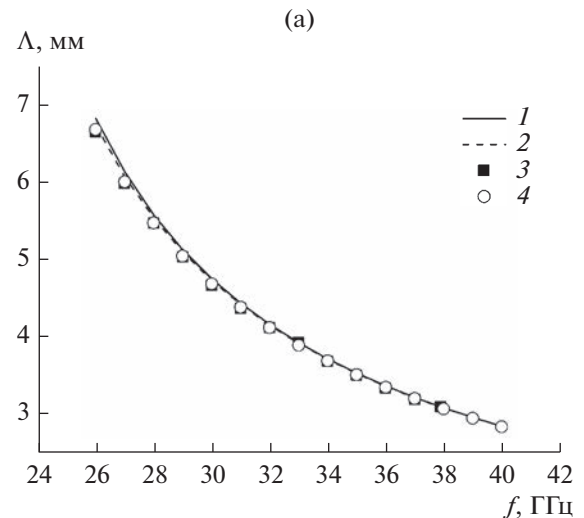


Рис. 3. Зависимости длины волны Λ от частоты f для моды E_{11}^y (а) и E_{11}^x (б): 1 – трехмерное электродинамическое моделирование без подложки, 2 – трехмерное электродинамическое моделирование с подложкой, 3 – эксперимент, 4 – приближенный метод Маркатили.

Экспериментальные дисперсионные зависимости для мод E_{11}^y и E_{11}^x показаны на рис. 3а и 3б.

Расчет дисперсионных зависимостей проводился с помощью приближенного метода Маркатили [8, 9] и электродинамического моделирования методом конечных элементов.

Результаты расчетов дисперсионных зависимостей методом Маркатили показаны на рис. 3а и 3б. Как видно из графиков, для волны E_{11}^y результаты расчетов совпадают с экспериментом, а для волны E_{11}^x заметное расхождение результатов обнаруживается на частотах ниже 32 ГГц. На этих же рисунках приводятся результаты расчетов, выполненных с помощью программного трехмерно-

го моделирования. Заметим, что влияние подложки из пористого фторопласта незначительно сказывается лишь в области низких частот. В этом случае наблюдается полное совпадение теории с экспериментом как для E_{11}^x , так и для E_{11}^y .

Определим погонные потери как потери α на единицу длины ДВ. Вначале представим экспериментальные данные этих потерь в ДВ из кремния на низших модах E_{11}^x и E_{11}^y . Измерения проводились следующим образом: вначале измеряли общие потери волноводной секции, показанной на рис. 1 (с двумя возбудителями). Они включали в себя потери на возбуждение и собственные потери в волноводе. Затем в разрыв волноводной секции вставляли дополнительный ДВ длиной 26 мм из кремния, и опять измеряли общие потери. Вычитая из второго значения измеренных общих потерь первое и деля полученную разность на длину дополнительного волновода, мы находили искомые погонные потери α . Экспериментальные зависимости погонных потерь от частоты для ДВ из кремния на модах E_{11}^x и E_{11}^y приведены в табл. 1 и показаны на рис. 4.

Для волны E_{11}^y в полосе частот 29...37 ГГц погонные потери составляют 0.09...0.12 дБ/см, а на более низких частотах они возрастают до 0.14 дБ/см.

На волне E_{11}^x эти потери существенно выше, и в диапазоне частот 30...37 ГГц они находятся в пределах 0.26...0.28 дБ/см. Проведенные расчеты для моды E_{11}^y показаны на рис. 5 (кривая 2). Расчет проводился следующим образом. Для каждой экспериментальной точки с помощью трехмерного электродинамического моделирования на-

Таблица 1. Экспериментальные значения погонных потерь α от частоты f для ДВ из кремния на E_{11}^x и E_{11}^y

f , ГГц	α , дБ/см	
	E_{11}^x	E_{11}^y
26	—	0.14
27	—	0.14
28	—	0.135
29	—	0.12
30	0.27	0.115
31	0.26	0.11
32	0.27	0.105
33	0.275	0.1
34	0.265	0.1
35	0.28	0.095
36	0.275	0.09
37	0.27	0.09

ходили значения тангенса угла потерь кремния, которые затем использовали при определении погонных потерь α . В этом случае наблюдается достаточно хорошее совпадение результатов расчета с экспериментом.

2. ВОЗБУДИТЕЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Возбудители — это устройства, которые осуществляют в линиях передачи как ввод, так и вывод мощности. Представленный здесь возбудитель

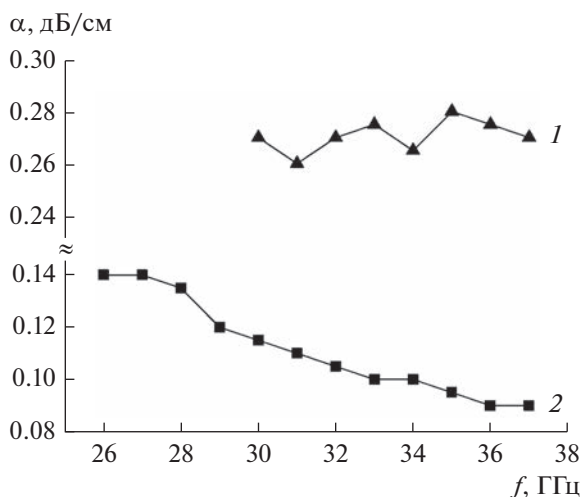


Рис. 4. Зависимости погонных потерь α от частоты f в диэлектрическом волноводе из кремния для E_{11}^x (кривая 1) и E_{11}^y (кривая 2).

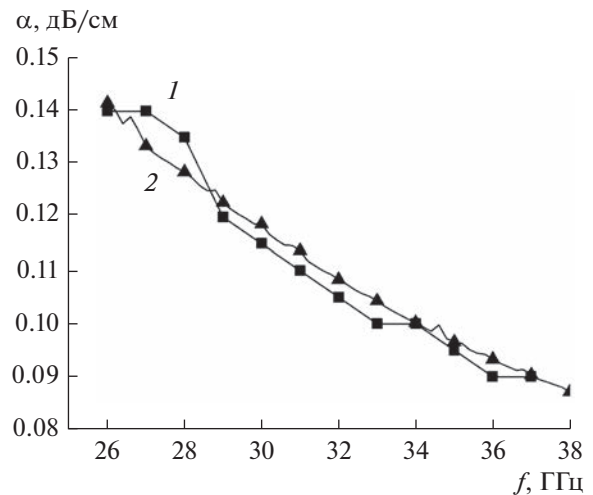


Рис. 5. Зависимость погонных потерь α от частоты f в диэлектрическом волноводе для E_{11}^y : 1 — эксперимент, 2 — расчет.

Таблица 2. Экспериментальные зависимости потерь L возбудителя от частоты f в ДВ из кремния для E_{11}^x и E_{11}^y

f , ГГц	L , дБ	
	E_{11}^x	E_{11}^y
26	—	0.6
27	—	0.55
28	—	0.49
29	—	0.38
30	4.3	0.33
31	3.3	0.38
32	1.9	0.39
33	1.5	0.35
34	1.4	0.35
35	0.85	0.36
36	1.1	0.35
37	0.82	0.36

обеспечивает преобразование волны H_{10} металлического волновода в рабочую волну диэлектрического волновода. Принцип построения возбудителей заключается в следующем. Путем изменения размеров как металлического, так и диэлектрического волновода (либо одного из них) требуется получить распределение поля (амплитудное и фазовое), близкое к распределению поля рабочей моды в ДВ. В этом случае потери мощности на излучение и отражение будут минимальными, а эффективность возбуждения, определяемая как отношение мощностей возбужденной и возбуждающей волн, будет максимальной. Выполненный

строгий электродинамический расчет для возбудителя, представленного на рис. 1 (скошенный ДВ вставлен в металлический волновод), показал, что для волны E_{11}^y наилучшие результаты обеспечивает возбудитель с симметричным углом скоса 9° в плоскости E металлического волновода (т.е. изменяется размер b диэлектрического волновода, а размер a остается постоянным). Результаты эксперимента представлены в табл. 2 и достаточно хорошо согласуются с расчетами, выполненными с помощью трехмерного электродинамического моделирования. Для волны E_{11}^y в полосе частот 30...37.5 ГГц потери на возбуждение не превышают 0.4 дБ, при уменьшении частоты до 26 ГГц потери возрастают до 0.6 дБ (рис. 6). На волне E_{11}^x минимальные потери составляют 0.8 дБ на частоте 37 ГГц и возрастают до 4.3 дБ на частоте 30 ГГц. Увеличение потерь мощности на волне E_{11}^x объясняется тем, что при уменьшении частоты поля сильнее выходят за границы ДВ и металлический волновод рассеивает мощность на этих частотах.

Данные табл. 2 показывают, что потери на возбуждение для волны E_{11}^y в полосе частот 29...37 ГГц находятся в пределах 0.33...0.39 дБ и возрастают до 0.61 дБ на частоте 26 ГГц. Для волны E_{11}^x они составляют 0.82 дБ на частоте 37 ГГц и возрастают до 4.3 дБ на частоте 30 ГГц. Увеличение потерь на возбуждение для волны E_{11}^x объясняется тем, что при уменьшении частоты поля сильнее рассеиваются металлическим волноводом.

3. ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ АТТЕНУАТОР

Прежде чем обратиться непосредственно к конструкции и параметрам оптически управляемого аттенуатора, рассмотрим кратко физические идеи, которые используются при его разработке. В основе его работы лежит явление внутреннего фотоэффекта. Ширина запрещенной зоны собственного кремния равна $\Delta\varepsilon = 1.1 \text{ эВ} = 1.8 \times 10^{-19} \text{ Дж}$, т.е. красная граница фотоэффекта составляет 1.1 мкм. При освещении ДВ из кремния светом с длиной волны меньше красной границы фотоэффекта в волноводе образуются свободные электроны, с которыми может взаимодействовать волна диэлектрического волновода. Например, для ИК-света с длиной волны $\lambda = 0.95 \text{ мкм} = 0.95 \times 10^{-6} \text{ м}$ энергия кванта равна

$$\begin{aligned} \frac{hc}{\lambda} &= 6.62 \times 10^{-34} \frac{3 \times 10^8}{0.95 \times 10^{-6}} = \\ &= \frac{6.62 \times 3}{0.95} \times 10^{-20} \text{ Дж} = 2.1 \times 10^{-19} \text{ Дж}, \end{aligned}$$

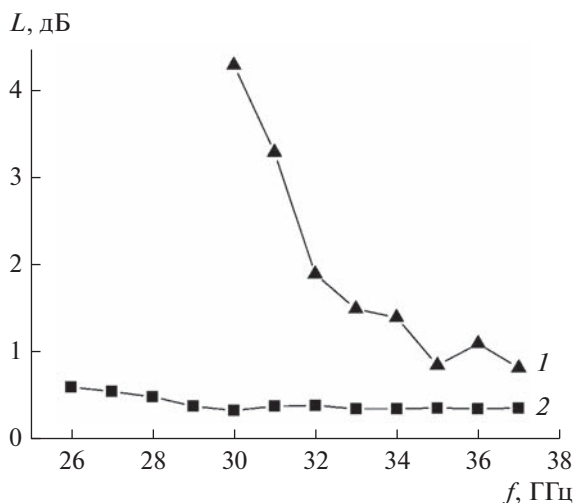


Рис. 6. Зависимость потерь L возбудителя от частоты f в ДВ из кремния для E_{11}^x (кривая 1) и E_{11}^y (кривая 2).

т.е. превышает ширину запрещенной зоны $\Delta\epsilon$ кремния, и фотоэффект имеет место.

В основе конструкции оптически управляемого аттенюатора лежит волноводная секция, показанная на рис. 1. Управление затуханием проходящей по кремниевому волноводу электромагнитной волны осуществляется с помощью линейки светодиодов 3Л119, которая размещается на расстоянии 3 мм от верхнего края кремниевых волновода. При пропускании тока через светодиоды происходит генерация ИК-излучения с длиной волны $\lambda = 0.95$ мкм, которое падает на кремниевый волновод. При освещении высокоомного кремния ИК-светом на его поверхности образуются неравновесные электроны. Электромагнитная волна, распространяющаяся по кремниевому волноводу, взаимодействует с этими свободными электронами, передает им часть своей энергии и затухает. Причем затухание электромагнитной волны определяется концентрацией свободных электронов, которая зависит от мощности ИК-излучения. В свою очередь мощность излучения зависит от тока светодиодов, т.е. все в конечном счете определяется величиной тока светодиодов. Эту картину можно описать несколько иначе. При освещении высокоомного кремния ИК-излучением его поверхностное сопротивление резко уменьшается, что и вызывает затухание распространяющейся в нем электромагнитной волны. В эксперименте ток, проходящий через светодиоды, изменялся от 0 до 300 мА.

Измерение характеристик аттенюатора производилось с помощью анализатора цепей в полосе частот 26...37.5 ГГц. Рабочей волной аттенюатора являлась мода E_{11}^y . Зависимости затухания мощности L от тока светодиодов I регистрировали на разных частотах. На рис. 7 представлены графики этих зависимостей на частотах 28 и 36 ГГц.

При токе светодиода, равном нулю, начальные потери составляют 0.6 дБ. При максимально допустимом токе светодиодов, равном 300 мА, затухание составляет 23.5 дБ на частоте 28 ГГц и 21.3 дБ на частоте 36 ГГц. Таким образом, диапазон изменения затухания превосходит уровень 20 дБ, что и требуется для большинства устройств. Отметим, что затухание можно существенно увеличить, включив дополнительные светодиоды.

И еще обратим внимание на тот факт, что при одном и том же токе светодиодов затухание на частоте 36 ГГц меньше, чем на частоте 28 ГГц, т.е. при увеличении частоты затухание уменьшается. Объяснение этого явления относительно несложно, если вспомнить, что при увеличении частоты мощность более концентрируется в середине диэлектрического волновода и величина поля на его поверхности уменьшается. А так как проводимость при освещении меняется главным образом на поверхности (а не в глубине) волновода, по-

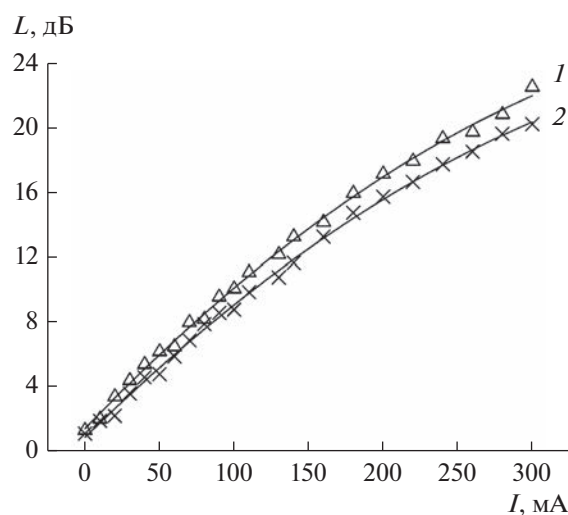


Рис. 7. Зависимости затухания мощности L от тока светодиодов I на частоте 28 (треугольники) и 36 ГГц (крестики); сплошные кривые 1 и 2 — аппроксимация.

этому и затухание будет слабей на более высоких частотах.

4. МЕХАНИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ АТТЕНЮАТОР

В диэлектрическом волноводе часть энергии распространяется за пределами волноводящей полосы. Введение в эту область поглощающего материала обеспечивает затухание электромагнитной волны, которое зависит от расстояния между волноводящей полоской и поглощающей пластиной. В практически реализованном аттенюаторе поглощающая структура состояла из платинированной слюдяной пластины, наклеенной на ферроэпоксид. В табл. 3 приведены результаты эксперимента, т.е. зависимости затухания от расстояния между волноводящей полоской и поглотителем на частотах 28 и 36 ГГц.

5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЙ ФЕРРИТОВЫЙ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ

При создании электрически управляемого фазовращателя используется тот факт, что для волновода формата $a/b = 0.5$ постоянные распространения волн низшего типа разнесены настолько, что при продольном намагничивании феррита отсутствует преобразование одной волны в другую (устраняется эффект Фарадея). В практически реализованном фазовращателе в разрыв кремниевых волновода вставлялась такая же по поперечным размерам полоска из никель-цинкового феррита марки 1СЧ-4. Соленоид длиной 20 мм и диаметром 12 мм содержал 150 витков медного провода. Зависимость фазового сдвига от тока намагничи-

Таблица 3. Экспериментальные зависимости затухания L механически управляемого аттенюатора от расстояния между диэлектрическим волноводом и поглотителем на частотах 28 и 36 ГГц

Обороты микровинта	L_{28} , дБ	L_{36} , дБ
0	25.7	16.1
0.25	22.8	14.1
0.5	16.7	9.5
0.75	12.1	5.8
1	9.8	4.5
1.25	7.4	3.1
1.5	5.9	2.4
1.75	4.5	1.9
2	4.0	1.65
2.25	3.2	1.55
2.5	2.7	1.35
2.75	2.35	1.3
3	2.1	1.3
4	1.6	1.2
5	1.4	1.2
6	1.3	1.2

Таблица 4. Зависимость фазового сдвига φ от тока намагничивания I для частот 28 и 36 ГГц

φ , град	I_{28} , А	I_{36} , А
90	0.39	0.30
180	0.62	0.49
270	0.81	0.63
360	1.33	0.85
450	2.60	1.24

вания приведена в табл. 4. Фазовый сдвиг 180 град достигался при токе, проходящем через соленоид, 0.62 А на частоте 28 ГГц и 0.49 А на частоте 36 ГГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты.

1. С помощью разработанной волноводной секции в диапазоне частот 26...37 ГГц произведе-

ны экспериментальные исследования дисперсионных зависимостей и погонных потерь кремниевого волновода. Погонные потери для волны E_{11}^y существенно меньше, чем для E_{11}^x , и она выбрана в качестве рабочей моды.

2. В полосе частот 28...36 ГГц разработана элементная база, которая включает в себя возбудитель с максимальными потерями на возбуждение 0.5 дБ, оптически управляемый аттенюатор с вносимым затуханием от 1 до 22 дБ, механически управляемый аттенюатор с вносимым затуханием от 1.2 до 25 дБ, электрически управляемый фазовращатель, обеспечивающий фазовый сдвиг от 0 до 360 град.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marcuse D. Theory of Dielectric Optical Waveguides. N.Y.: Academic Press, 1974.
2. Wolff I., Solbach K. Dielektrische Bildleitungen. Aachen: Verlag H. Wolff, 1982.
3. Knox R.M. // IEEE Trans. 1976. V. MTT-24. № 11. P. 806.
4. Вершинина Л.Н., Мериакри В.В. // РЭ. 1980. Т. 25. № 7. С. 1348.
5. Jacobs H., Chrepta M.M. // Proc. IEEE-G-MTT Int. Microwave Symp. Boulder 4–6 Jun. 1973. N.Y.: IEEE, 1973. P. 28.
6. Усанов Д.А., Вагарин А.Ю., Ушаткин Е.Ф. // Электрон. техника, сер. Электроника СВЧ. 1980. Вып. 9. С. 56.
7. Мериакри В.В., Пархоменко М.П. // Электромагнитные волны и электрон. системы. 1996. Т. 1. № 1. С. 88.
8. Мериакри В.В., Пархоменко М.П., Дудоров С.Н. // Зарубеж. радиоэлектроника. Успехи совр. радиоэлектроники. 1999. № 9. С. 28.
9. Marcatiliy E.A.J. // BSTJ. 1969. V. 48. № 7. P. 2071.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 535.015

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АВТОКОЛЕБАНИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С МИКРООПТОМЕХАНИЧЕСКИМИ РЕЗОНАНСНЫМИ СТРУКТУРАМИ

© 2023 г. Ф. А. Егоров^а *, В. В. Никитин^б, В. Т. Потапов^а^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация^б Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Российская Федерация

*E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступила в редакцию 12.07.2021 г.

После доработки 04.11.2021 г.

Принята к публикации 27.11.2021 г.

В рамках балансного приближения волоконных лазеров (ВЛ), рассматриваемых как распределенные системы, построена уточненная математическая модель, описывающая низкочастотную динамику ВЛ с зеркалами на основе оптомеханических микроосцилляторов (МО) с учетом влияния спонтанного излучения (СИ), локализованного в оболочечных модах активного световода (АС). Выявлены механизмы влияния СИ на режимы синхронных автоколебаний (СА) в лазерной системе ВЛ–МО: дополнительное снятие инверсии в АС благодаря конечной длине пробега фотонов СИ оболочечных мод в активной среде ВЛ; нарушение условия внутреннего резонанса в лазерной системе; возмущение колебаний МО фотоиндуцированной силой, обусловленной СИ. С помощью численного моделирования СА в эрбий-иттербиевом ВЛ с микроосциллятором и экспериментальных исследований установлена зависимость частоты СА от геометрооптических параметров АС и отражательной способности границы раздела АС–окружающая среда, которые могут быть использованы для повышения стабильности частоты лазерных импульсов в волоконных источниках импульсного излучения и создания нового класса резонансных волоконно-оптических датчиков.

DOI: 10.31857/S0033849423020067, EDN: LCVYWK

ВВЕДЕНИЕ

Лазерное возбуждение упругих колебаний в микрооптомеханических резонансных структурах (микроосцилляторах) благодаря ряду механизмов (давление света, фототермический эффект, “градиентная” сила и др.) открывает возможности для реализации в лазерах с микроосцилляторами (МО) новых режимов генерации лазерного излучения с уникальными свойствами [1–5], что обуславливает актуальность исследований таких лазерных систем. Особый интерес вызывают режимы генерации в условиях внутренних резонансов — совпадения собственной частоты микроосциллятора f с той или иной характерной частотой в лазере, что приводит к значительному повышению эффективности взаимодействия лазерного излучения с МО. С этой точки зрения большой интерес представляют волоконные лазеры (ВЛ), в которых благодаря возможностям вариации типов и параметров активных волоконных световодов (АС), а также конфигурации лазерного резонатора и характеристик МО могут быть реализованы

лазерные системы ВЛ–МО с различными видами внутренних резонансов [6–8]. Отметим, что исследования других типов лазеров с МО в условиях внутренних резонансов были начаты лишь недавно [9–11].

В условиях резонанса вида $f = f_{\text{рел}}$ ($f_{\text{рел}}$ — частота релаксационных колебаний в лазере) в ВЛ–МО возможны синхронные автоколебания (СА), представляющие собой одновременные колебания интенсивности лазерного излучения и микроосциллятора с единой (общей) частотой F , зависящей от собственной частоты МО [6, 7]:

$$F = f(1 + \kappa), \kappa \ll 1.$$

Синхронные автоколебания характеризуются довольно высокой стабильностью частоты, $|\Delta F/F| \approx 3 \times 10^{-6}$ [6], что открывает возможности для создания волоконных источников лазерного излучения со стабильной частотой импульсов (аналог “кварцевой” стабилизации в радиотехнике) и разработки нового класса резонансных волокон-

но-оптических датчиков (ВОД) с частотным выходом [12, 13].

В работах [14, 15] в приближениях “точечной” и распределенной систем разработаны математические модели эрбий-иттербиевых волоконных лазеров (ЭИВЛ) с микрозеркалами на основе МО. Было показано, что в условиях резонанса $f = f_{\text{рел}}$ оба подхода приводят к существованию СА, при этом модель распределенной системы обеспечивает более точное описание свойств ЭИВЛ–МО. Следует отметить, что хотя качественную сторону СА эти модели отражают правильно, однако для ряда параметров СА, особенно частоты СА, которую можно измерить с высокой точностью, невозможно получить количественного согласия с экспериментом. Эти расхождения, на наш взгляд, связаны с чрезмерно грубым описанием влияния спонтанного излучения (СИ) – принципиально неустраняемого фактора, играющего важную роль в ВЛ [16]. Помимо низкой точности расчетов параметров СА это приводит к искажениям границ зон существования СА, а также зависимостей их характеристик от внешних воздействий и параметров лазерной системы; к неправильным оценкам устойчивости режимов СА, которые имеют определяющее значение при разработке прецизионных устройств на основе ВЛ–МО.

Наряду с “обычным” взаимодействием спонтанного излучения с активной средой [17, 18], влияние СИ на динамику лазерных систем ВЛ–МО имеет ряд особенностей. В них важную роль могут играть такие специфические факторы, как нарушение точного резонанса ($f = f_{\text{рел}}$) из-за зависимости $f_{\text{рел}}$ от интенсивности СИ [17]; влияние фотоиндуцированной силы, обусловленной спонтанным излучением, на характер движения МО, определяющего модуляцию параметров лазерного резонатора.

Кроме того, значительная часть спонтанного излучения в АС может распространяться в виде оболочечных мод (ОМ), характеристики которых зависят от граничных условий на поверхности раздела АС с окружающей средой (ОС). В результате, учитывая взаимодействие спонтанного излучения оболочечных мод СИ(ОМ) с активной сердцевиной, появляются возможности для управления состоянием АС и, как следствие, параметрами СА в ВЛ–МО за счет вариации оптических свойств границы раздела АС–ОС. Исследование указанных особенностей влияния СИ на динамику ВЛ–МО требует существенного усовершенствования имеющихся математических моделей рассматриваемых лазерных систем.

Цель данной работы – изложение базовых положений и подходов, на которых основано построение уточненных математических моделей (ММ), описывающих низкочастотную динамику

лазерных систем ВЛ–МО с учетом комплексного влияния спонтанного излучения, включая вклад оболочечных мод АС. В ней получены новые результаты, которые позволяют расширить функциональные возможности и области применений ВЛ–МО.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ ВЛ–МО, ИСХОДНЫЕ УСЛОВИЯ

Ввиду того, что релаксационные колебания особенно ярко проявляются в лазерах с инерционной активной средой [19] (лазеры класса В), в работе рассмотрены лазерные системы ВЛ–МО на основе активных световодов с редкоземельными элементами (Er, Yb, Nd...) [20], в которых времена жизни метастабильного уровня достигают, $\tau_m = 0.3 \dots 10$ мс. В силу распределенного характера как ВЛ, так и МО математическая модель ВЛ–МО может быть представлена системой дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих лазерную подсистему, МО и оптическую связь между ними. В силу инерционности активной среды и сравнительно “низких” частот СА:

$$F \approx f_{\text{рел}} \ll T^{-1} = \Omega,$$

($T = 2L/c$ – время обхода фотоном резонатора ВЛ с оптической длиной L ; c – скорость света в вакууме; Ω – межмодовый интервал), лазерная подсистема может быть описана в приближении балансных уравнений [19, 21]. В силу их общего характера ММ для разных типов ВЛ–МО могут быть построены по единой схеме с учетом особенностей рабочих уровней в АС.

Фотоиндуцированные силы ($\vec{F}_d, \vec{F}_{\text{СИ}}, \vec{F}_n$), возбуждающие упругие колебания в МО, обусловлены разными спектральными составляющими света, падающего на МО: линией лазерной генерации λ_d , спонтанным излучением $\lambda_{\text{СИ}}$, а также излучением накачки λ_n , прошедшим через АС (в силу неполного поглощения в АС). Модуляция параметров лазерного резонатора (добротности, собственных частот и др.), связанная с колебаниями МО, определяется из решения волнового уравнения для поля в резонаторе с учетом граничных условий на колеблющейся, деформирующейся отражающей поверхности МО [22].

Уточненную модель рассматриваемых лазерных систем целесообразно построить на примере ЭИВЛ–МО, что объясняется рядом причин (помимо наличия упрощенной модели). Во-первых, основная часть экспериментальных исследований ВЛ–МО выполнена именно с помощью систем данного типа, которые в качестве частных случаев охватывают также иттербиевые и эрбиевые ВЛ. Во-вторых, высокий КПД, большой ре-

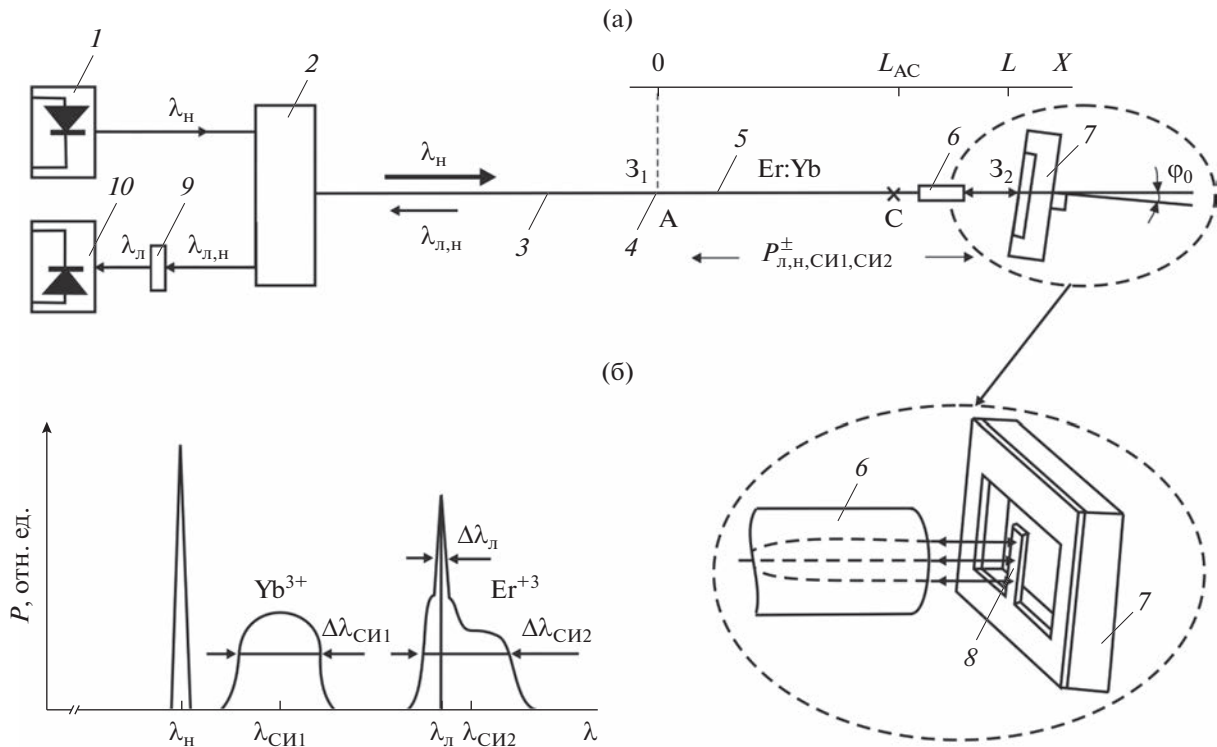


Рис. 1. Схема эрбий-иттербиевого волоконного лазера с микроосциллятором (а): 1 – полупроводниковый лазер накачки ($\lambda_n \approx 980$ нм); 2 – волоконно-оптический разветвитель; 3 – пассивный одно(много)модовый волоконный световод с числовой апертурой $NA_n \leq NA_c$ (NA_o); 4 – дихроичное зеркало 3_1 с коэффициентом пропускания $P_1(\lambda_n) \approx 1$ и отражения $R_1(\lambda_l) \approx 1$; 5 – эрбий-иттербиевый активный световод; 6 – селфок (длина 8 мм; диаметр моды $D \approx 300$ мкм); 7 – МО с колебательным элементом – микробалкой с размерами $l \times b \times h$; 8 – зеркало 3_2 – отражающая поверхность микробалки; 9 – оптический фильтр; 10 – фотоприемник; (б) – спектральный состав излучения (качественный) в лазерном резонаторе, $\Delta\lambda_l, \Delta\lambda_{СИ1}, \Delta\lambda_{СИ2}$ – спектральные ширины лазерного и спонтанного излучений.

сурс работы ЭИВЛ, устойчивость к дестабилизирующим факторам [23], а также совпадение спектральных полос их накачки и генерации с окнами прозрачности типичных кварцевых волоконных световодов позволяют рассматривать в настоящее время именно ЭИВЛ–МО в качестве основы для создания прецизионных ВОД с прогнозируемыми характеристиками и волоконных источников высокостабильных лазерных импульсов. Отметим, что недавние разработки новых типов (Er : Yb)АС [24] открывают перспективы создания миниатюрных ЭИВЛ–МО с улучшенными характеристиками, позволяющими расширить области их применений.

2. ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ЭИВЛ–МО, ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ, ОГРАНИЧЕНИЯ

Схема лазерной системы ЭИВЛ–МО показана на рис. 1. В ней оптическая связь активной среды с МО осуществляется с помощью автоколлиматорной схемы на основе селфока – сегмента градиентного волокна с большим диаметром моды. В

лазерном резонаторе роль микрозеркала – дефлектора 3_2 играет колебательный элемент (КЭ) микроосциллятора в виде, например, прямоугольной микробалки ($l \times b \times h$) с консольным или двусторонним креплением. Коллимированное излучение, падающее на КЭ, представляет собой гауссов пучок с малой расходимостью ($\theta_0 \ll 10^{-2}$ рад) и диаметром $D \geq b \gg \lambda_l$. Схема АС и структура энергетических уровней в нем показаны на рис. 2. Предполагается, что одномодовая сердцевина АС легирована однородно Er, Yb с концентрациями N_{Er}, N_{Yb} ($N_{Yb} = 0$ соответствует эрбиевому ВЛ, $N_{Er} = 0$ – иттербиевому), при этом оптическая накачка АС осуществляется либо в активную сердцевину с числовой апертурой и диаметром (NA_c, d_c), либо в его оптическую оболочку (NA_o, d_o). Длина АС, $L_{AC} \approx L_{n,c}$ ($L_{n,o}$), где $L_{n,c} = \min[(\sigma_{np}^* N_{Yb})^{-1}, (\sigma_{np} N_{Er})^{-1}]$ – длина поглощения излучения накачки в сердцевине АС (масштаб неоднородности инверсии [25]), $(\sigma_{np}, \sigma_{np}^*)$ –

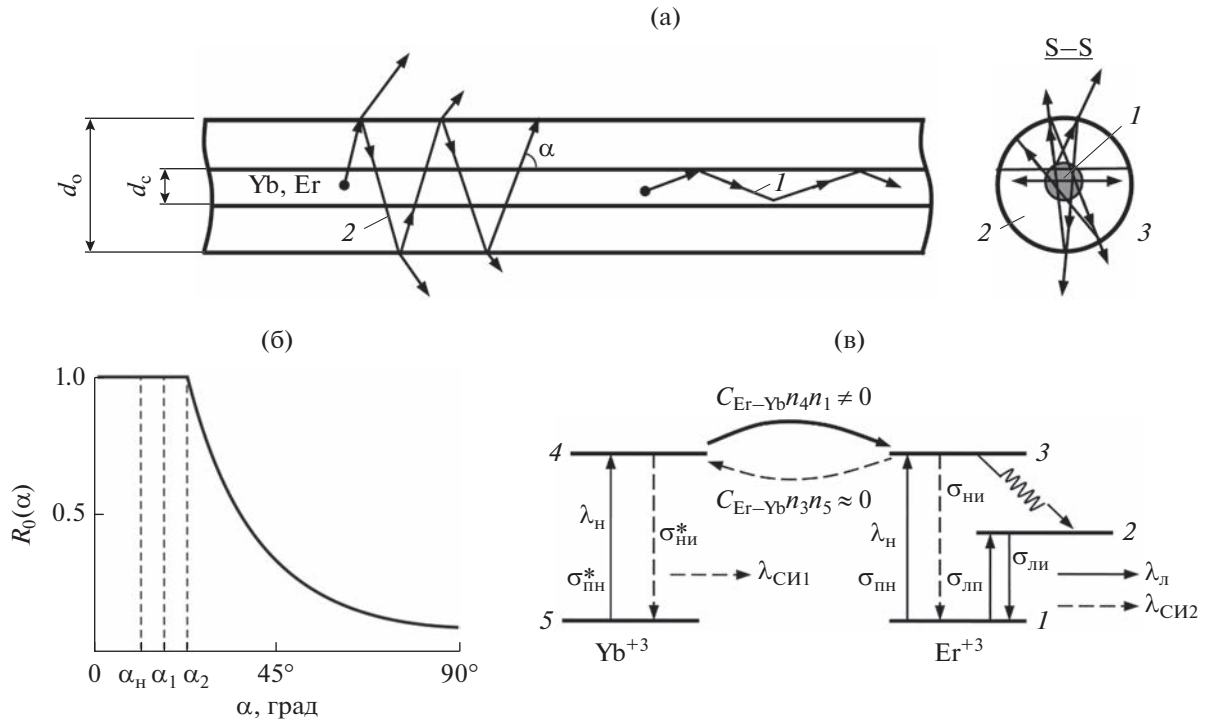


Рис. 2. Схема фрагмента АС (а): $s-s$ – сечение АС, 1 – световедущая сердцевина; 2 – оптическая оболочка; 3 – окружающая среда (или защитное покрытие АС); α – угол между траекторией 2-луча и осью АС; угловая зависимость $R_0(\alpha)$ с характерными значениями углов: $\alpha_1 = \arcsin(N_{Ac}/n_c)$; $\alpha_2 = \arcsin(N_{Ao}/n_o)$; $\alpha_n = \arcsin(N_{An}/n_o)$ (б); структура энергетических уровней в АС (в).

сечения поглощения (Er, Yb); $L_{n,o} = L_{n,c} (d_o/d_c)^2$. Считаем, что спонтанные излучения (СИ1) и (СИ2), генерируемые в АС иттербием и эрбием, распространяются не только в виде мод сердцевины (1-лучи), но также в оптической оболочке в виде мод оболочки СИ(ОМ) (2-лучи). Резонатор ВЛ полагаем поляризационно изотропным, зеркала $3_{1,2}$ – антиотражающими на линии иттербия, $R_{1,2}(\lambda_{Yb}) = 0$, что исключает лазерную генерацию на этой линии, $\lambda_{Yb} \approx 1.08$ мкм.

Так как в режимах СА пиковая интенсивность лазерных импульсов $I_{\text{л}}$ в оптоволоконных резонаторах ВЛ–МО значительно ниже порога нелинейности волоконных световодов, $(I_{\text{л}})_{\text{max}} \ll I_{\text{нел}}$ [26], а их длительность равна $\tau > 10$ нс [6–8], то можно пренебречь как оптической нелинейностью, так и хроматической дисперсией в резонаторе. Кроме того, можно пренебречь пространственной решеткой инверсии в АС, которая в лазерах класса В приводит в основном к изменению тонкой структуры спектра релаксационных колебаний [27], что практически не проявляется на суммарной интенсивности генерируемых мод $I_{\text{л}}$.

Упругие колебания (волны) в МО $\vec{u}(\vec{r}, t)$ приводят, в частности, к модуляции направления отраженного пучка и эффективного коэффициента отражения 3_2 :

$$R_{2\text{эф}}(t) = R_2(\theta(r, t)),$$

где $R_2(\theta) = R_{20} \exp(-\theta^2/2\theta_0^2)$ – угловая характеристика автоколлиматора в гауссовом приближении; $\theta(\vec{r}, t)$ – угол между осью пучка, падающего на участок поверхности КЭ с координатой $\vec{r}$ и нормалью к этому участку; R_{20} – коэффициент отражения поверхности КЭ (см. рис. 1). Ввиду сложности процессов лазерного возбуждения упругих волн и колебаний в твердых телах [28] ограничимся рассмотрением простых, но при этом широко используемых типов кремниевых МО с КЭ в виде однородных микробалок, для которых характерны значительные интервалы между собственными частотами. Благодаря этому колебания МО могут быть описаны с помощью простых моделей – наборов осцилляторов, соответствующих возбуждаемым модам упругих колебаний [29]. Так, в случае осциллятора, описывающего основную моду поперечных колебаний КЭ ($u(z, t)$), мо-

дуляция угла наклона центра облучаемого участка (с координатой $z_{ц}$) выражается в виде

$$\theta(z_{ц}, t) = \varphi_0 + \Delta\theta(z_{ц}, t),$$

где $\Delta\theta(z_{ц}, t) = u'_z(z_{ц}, t) = \chi u(z_{ц}, t)$ — приращение угла наклона из-за колебаний, φ_0 — исходный угол наклона МО. Полагая, что колебания возбуждаются за счет силы давления света и пренебрегая разницей углов падения и отражения света от движущегося КЭ, имеем

$$|\vec{F}_i| = 2R_{20i}P_i\epsilon_i\cos^2(\theta)/c,$$

где $P_i = I_i S_i$ — поток фотонов с энергией ϵ_i , падающих на КЭ; S_i — эффективная площадь основной моды АС, $i = л, СИ, н$.

Колебания МО

$$U(t) = u(z_{ц}, t) \approx A \cos(\omega t)$$

приводят к модуляции ряда характеристик нестационарного резонатора ВЛ (длины $\tilde{L}(t) = L + U(t)$; потерь $\Pi(t)$ (добротности); спектра частот и др.), что приводит к сложной структуре поля в нем. При малых и “низкочастотных” колебаниях МО, удовлетворяющих условиям

$$A \ll \lambda_n, L; \quad f \ll \Omega = T^{-1}; \\ fA \ll \Pi^2 \Omega \lambda_n; \quad \omega A/c \ll 1,$$

поле в резонаторе может быть описано с помощью “динамических” мод [22] с падающей на МО и отраженной волнами, имеющими разные частоты, сдвинутые на доплеровскую частоту $\Delta\nu_D = 2v_{л} v/c$ ($v = dU/dt$ — скорость КЭ, $v_{л} = \omega_{л}/2\pi$ — центральная частота световой волны).

Интерференция указанных волн приводит к колебаниям (биениям) интенсивности лазерного излучения и инверсии в АС на частоте $\Delta\nu_D$ [30]. При достаточно малых колебаниях $A \ll \lambda_{л}/2\pi$ (типичных в эксперименте), максимальный сдвиг имеет вид

$$(\Delta\nu_D)_{\max} = 2\omega A \lambda_{л}^{-1} \ll f \approx f_{\text{рел}}$$

и, тем самым, в силу $\Delta\nu_D \ll f_{\text{рел}}$, исключается возможность резонансной раскачки биений в АС. Это позволяет пренебречь модуляцией на частоте $\Delta\nu_D$ как интенсивности излучения, так и инверсии в АС. Таким образом, колебания МО приводят в основном к модуляции $R_{2\phi}(t)$ и потерям в резонаторе

$$\Pi(t) = 2\beta L - \ln(R_1 R_{2\phi}(t))/2,$$

где β — распределенные “серые” потери в АС.

При этом в лазерной системе выполняется ряд соотношений:

$$\Delta\nu_D \ll f \approx f_{\text{рел}} \ll \Delta\nu_{л,м} < \Omega,$$

где ширина линии генерируемых мод $\Delta\nu_{л,м} \propto \Pi^2$ [19]. В этих условиях колебания МО приводят к синфазной модуляции потерь всех генерируемых мод, позволяющей описать лазерное излучение в рамках концепции “излучение как целое” [31]. Многократное отражение СИ от внешней поверхности АС (см. рис. 2), характеризующейся коэффициентом отражения $R_0(\alpha)$, приводит к взаимодействию СИ(ОМ) с активной сердцевиной, которое может быть описано в рамках концепции эффективной длины пробега ($l_{c,j}, j = \text{Er, Yb}$) фотонов СИ в активной среде [32]. При этом вынужденные переходы активных центров ($\text{Er}^{+3}, \text{Yb}^{+3}$), вызванные СИ(ОМ), приводят к дополнительному “снятию” инверсии в АС, которое в приведенных ниже уравнениях (1)–(3) учтено с помощью членов вида $n\sigma l_{c,j}$. Они получены в приближении малых длин пробега фотонов СИ(ОМ) вдоль АС: $l_{||j} \ll L_{н,с}(L_{н,о})$, которое для типичных АС, как показано ниже, выполняется с достаточным запасом. В результате низкочастотная динамика ЭИВЛ–МО описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} = & \Gamma_n [\sigma_{ни} n_3 - \sigma_{нп} n_1] (P_n^+ + P_n^-) - \\ & - \Gamma_{СИ1} [\sigma_{СИ1и} n_1 - \sigma_{СИ1п} n_3] (P_{СИ1}^+ + P_{СИ1}^-) + \\ & + \Gamma_{л} [\sigma_{ли} n_2 - \sigma_{лп} n_1] (P_{л}^+ + P_{л}^-) + \\ & + \Gamma_{СИ2} [\sigma_{СИ2и} n_2 - \sigma_{СИ2п} n_1] (P_{СИ2}^+ + P_{СИ2}^-) + \\ & + \frac{n_2}{\tau_{21}} + \Gamma_{л} (1 + \sigma_{СИ2п} n_2 l_{c, \text{Er}}) - C_{\text{Er-Yb}} n_1 n_4, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & \Gamma_{л} [\sigma_{лп} n_1 - \sigma_{ли} n_2] (P_{л}^+ + P_{л}^-) + \\ & + \Gamma_{СИ2} [\sigma_{СИ2и} n_1 - \sigma_{СИ2п} n_2] (P_{СИ2}^+ + P_{СИ2}^-) + \\ & + \frac{n_3}{\tau_{23}} \frac{n_2}{\tau_{21}} (1 + \sigma_{СИ2и} n_2 l_{c, \text{Er}}) + \frac{n_2}{\tau_{32}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_5}{\partial t} = & \Gamma_n [\sigma_{ни}^* n_4 - \sigma_{нп}^* n_5] (P_n^+ + P_n^-) + \\ & + \Gamma_{СИ1} [\sigma_{СИ1и}^* n_4 - \sigma_{СИ1п}^* n_5] (P_{СИ1}^+ + P_{СИ1}^-) + \\ & + C_{\text{Er-Yb}} n_1 n_4 + \frac{n_4}{\tau_{45}} (1 + \sigma_{СИ1и} n_4 l_{c, \text{Yb}}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = N_{\text{Er}}(x); \quad n_4 + n_5 = N_{\text{Yb}}(x), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \pm \frac{\partial P_{\text{н}}^{\pm}}{\partial x} + \frac{1}{V_{\text{н}}} \frac{\partial P_{\text{н}}^{\pm}}{\partial t} = \\ & = \Gamma_{\text{н}} \left[\sigma_{\text{ни}} n_3 + \sigma_{\text{ни}}^* n_4 - \sigma_{\text{нп}} n_1 - \sigma_{\text{нп}}^* n_5 \right] P_{\text{н}}^{\pm} - \beta_{\text{н}} P_{\text{н}}^{\pm} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \pm \frac{\partial P_{\text{СИ1}}^{\pm}}{\partial x} + \frac{1}{V_{\text{СИ1}}} \frac{\partial P_{\text{СИ1}}^{\pm}}{\partial t} = \Gamma_{\text{СИ1}} \times \\ & \times \left[\sigma_{\text{СИ1и}} n_3 + \sigma_{\text{СИ1и}}^* n_4 - \sigma_{\text{СИ1п}} n_1 - \sigma_{\text{СИ1п}}^* n_5 \right] \times \\ & \times P_{\text{СИ1}}^{\pm} - \beta_{\text{СИ1}} P_{\text{СИ1}}^{\pm} + \gamma_1 \frac{n_4}{\tau_{45}} \Gamma_{\text{СИ1}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \pm \frac{\partial P_{\text{л}}^{\pm}}{\partial x} + \frac{1}{V_{\text{л}}} \frac{\partial P_{\text{л}}^{\pm}}{\partial t} = \\ & = \Gamma_{\text{л}} [\sigma_{\text{ли}} n_2 - \sigma_{\text{лп}} n_1] P_{\text{л}}^{\pm} - \beta_{\text{л}} P_{\text{л}}^{\pm} + \gamma_{\text{л}} \gamma_2 \frac{n_2}{\tau_{21}} \Gamma_{\text{л}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \pm \frac{\partial P_{\text{СИ2}}^{\pm}}{\partial x} + \frac{1}{V_{\text{СИ2}}} \frac{\partial P_{\text{СИ2}}^{\pm}}{\partial t} = \\ & = \Gamma_{\text{СИ2}} [\sigma_{\text{СИ2и}} n_2 - \sigma_{\text{СИ2п}} n_1] P_{\text{СИ2}}^{\pm} - \beta_{\text{СИ2}} P_{\text{СИ2}}^{\pm} + \\ & + (1 - \gamma_{\text{л}}) \gamma_2 \frac{n_2}{\tau_{21}} \Gamma_{\text{СИ2}}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{\omega dU}{Q dt} + \omega^2 U = m_{\text{эф}}^{-1} \sum_i |\vec{F}_i| = \\ & = [G_{\text{л}} P_{\text{л}}^+(L, t) + G_{\text{н}} P_{\text{н}}^+(L, t) + G_{\text{СИ1}} P_{\text{СИ1}}^+(L, t) + \\ & + G_{\text{СИ2}} (1 - \gamma_{\text{л}}) P_{\text{СИ2}}^+(L, t)] \end{aligned} \quad (9)$$

с граничными и начальными условиями (предполагая, что $L_{\text{АС}} = L$):

$$\begin{aligned} P_{\text{н}}^+(0, t) &= P_{\text{н0}}(t) + R_{\text{н}} P_{\text{н}}^-(0, t), \\ P_{\text{н}}^-(L, t) &= R_{2\text{н}}(U) P_{\text{н}}^+(L, t), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{СИ1}}^+(0, t) &= R_{1\text{СИ1}} P_{\text{СИ1}}^-(0, t), \\ P_{\text{СИ1}}^-(L, t) &= R_{2\text{СИ1}}(U) P_{\text{СИ1}}^+(L, t), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{л}}^+(0, t) &= R_{1\text{л}} P_{\text{л}}^-(0, t), \\ P_{\text{л}}^-(L, t) &= R_{2\text{л}}(U) P_{\text{л}}^+(L, t), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{СИ2}}^+(0, t) &= R_{1\text{СИ2}} P_{\text{СИ2}}^-(0, t), \\ P_{\text{СИ2}}^-(L, t) &= R_{2\text{л}}(U) P_{\text{СИ2}}^+(L, t), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} R_{2, \text{н, л, СИ1}}(U) &= R_{20, \text{н, л, СИ1}} \exp \left[-\frac{(\phi_0 + \chi U)^2}{\theta_0^2} \right], \\ n_1(x, 0) &= N_{\text{Er}}; \quad n_2(x, 0) = n_3(x, 0) = \\ &= n_4(x, 0) = 0; \quad n_5(x, 0) = N_{\text{Yb}}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{н}}^{\pm}(x, 0) &= P_{\text{л}}^{\pm}(x, 0) = P_{\text{СИ1,2}}^{\pm}(x, 0) = 0; \\ U(0) &= 0; \quad \frac{dU}{dt}(0) = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

$$P_{\text{н0}}(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0 \\ P_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{t_0} \right) \right), & t > 0 \end{cases} \quad (16)$$

Уравнения (1)–(4) описывают кинетику инверсии в АС, (5)–(8) – пространственно-временные распределения лазерного $P_{\text{л}}^{\pm}$ и спонтанного излучения $P_{\text{СИ1,2}}^{\pm}$, а также накачки $P_{\text{н}}^{\pm}$, распространяющихся в положительном (+) и отрицательном (–) направлениях оси $0x$; (9) – колебания МО U ; выражение (16) описывает плавное “включение” мощности накачки до постоянного уровня P_0 ($t_0 \geq \tau_{\text{м}}$). Указанные выше механизмы влияния СИ учтены в уравнениях (1)–(9), в которых β_i – распределенные нерезонансные (серые) потери в лазерном резонаторе для разных компонент спектра, $i = \text{н, л, СИ1, СИ2}$; G_i – фактор перекрытия моды излучения с сердцевинной АС; γ_1, γ_2 – факторы спонтанных излучений СИ1, СИ2 в моду сердцевины АС; $\gamma_{\text{л}} = \Delta\lambda_{\text{л}}/\Delta\lambda_{\text{СИ2}} \ll 1$; V_i – групповая скорость излучения; $R_{1,2i}$ – коэффициенты отражения зеркал $Z_{1,2}$; G_i – эффективность возбуждения колебаний; $\sigma_{\text{нп}}, \sigma_{\text{лп}}, \sigma_{\text{СИ1п}}, \sigma_{\text{СИ2п}}$ ($\sigma_{\text{ни}}, \sigma_{\text{ли}}, \sigma_{\text{СИ1и}}, \sigma_{\text{СИ2и}}$) – сечения поглощения (излучения) ионов Er^{+3} ; $\sigma_{\text{нп}}^*, \sigma_{\text{СИ1п}}^*$ ($\sigma_{\text{ни}}^*, \sigma_{\text{СИ1и}}^*$) – Yb^{+3} [15]; $U(t)$ – смещение КЭ; $m_{\text{эф}}, Q$ – эффективная масса и механическая добротность КЭ; $NA_{\text{с}} = (n_{\text{с}}^2 - n_0^2)^{1/2}$, $NA_0 = (n_0^2 - n_{\text{OC}}^2)^{1/2}$, $n_{\text{с}}, n_0, n_{\text{OC}}$ – показатели преломления сердцевины АС, оптической оболочки и окружающей среды. Полагаем, что

$$\begin{aligned} \beta_{\text{СИ1}} &= \beta_{\text{н}}; \quad \beta_{\text{СИ2}} = \beta_{\text{л}}; \quad \Gamma_{\text{СИ2}} = \Gamma_{\text{л}}; \\ V_{\text{н; СИ1,2}} &= V_{\text{л}} = c/n_{\text{с}}; \quad R_{\text{н}} = R_{\text{СИ1}} = 0; \\ R_{\text{СИ2}} &= R_{\text{л}}; \quad R_{20, \text{СИ1}} = R_{20, \text{н}} = 0; \\ R_{\text{н}} &= R_{1\text{СИ1}} = 0; \quad R_{1\text{СИ2}} = R_{1\text{л}}; \\ R_{20, \text{СИ1}} &= R_{20, \text{н}} = 0; \quad R_{20, \text{СИ2}} = R_{20, \text{л}}. \end{aligned}$$

При определенной коррекции уравнения (9) и граничных условий уравнения (1)–(16) могут описывать также ЭИВЛ с внутрирезонаторными оптоволоконными МО [12], которые в лазерном резонаторе играют роль элементов с распределенными потерями, зависящими от упругих колебаний в МО. В случае короткого (по сравнению с длиной резонатора) оптоволоконного МО с отражающим торцом ($R_{20} \approx 1$) такой элемент может

рассматриваться как составное зеркало с эффективным модулированным коэффициентом отражения

$$R_{2\text{эф}}(t) = R_{20} [T(U(t))]^2,$$

где $T(U(t))$ — коэффициент пропускания волнового МО, зависящий от упругих (например, изгибных) колебаний в нем $U(t)$, возбуждаемых лазерным излучением.

3. ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Интенсивности спонтанных излучений в сердцевине ($I_{\text{СИ},2}$) существенно зависят от факторов $\gamma_{1,2}$ спонтанных излучений в моду сердцевины — относительных телесных углов канализации АС, при этом в силу слабой дисперсии АС предполагается, что $\gamma_1 = \gamma_2 = NA_c^2/2$. Из уравнений (1)–(3) видно, что влияние СИ(ОМ) можно трактовать как уменьшение эффективного спонтанного времени жизни метастабильного уровня: $\tau_m^* \approx \tau_m(1 + n\sigma l_{c,j})^{-1}$, $\tau_m = \tau_{21}, \tau_{45}$, которое с учетом зависимости $f_{\text{рел}}(\tau_m^*)$ [17] приводит к нарушению точного резонанса ($f = f_{\text{рел}}$) и, тем самым, к зависимости характеристик СА от факторов, определяющих $l_{c,j}$. При сильном френелевском отражении, $R_0(\alpha) \approx 1$, в оболочке АС аккумулируется интенсивное СИ(ОМ), которое в результате многократных отражений от поверхности АС и “фокусировки” в его сердцевину приводит к заметному снятию инверсии, $\tau_m^* < \tau_m$. При $R_0 = 0$, а также сильном поглощении оболочечных мод имеем $l_{c,\text{Er}}, l_{c,\text{Yb}} = 0$ и, следовательно, $\tau_m^* = \tau_m$.

4. ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МОД

В силу $d_o \gg d_c > \lambda_{\text{л}}$ СИ(ОМ) можно описать в лучевом приближении, полагая, что 2-лучи являются меридиональными (см. рис. 2). Эффективный коэффициент отражения и число отражений 2-лучей с учетом потерь между последовательными отражениями ($K_j(\alpha) \ll 1$), которые включают потери на отражение на границе сердцевина—оптическая оболочка, составляют:

$$R_j(\alpha) = (1 - K_j(\alpha)) R_{0j}(\alpha);$$

$$N_j(\alpha) = (1 - R_j(\alpha))^{-1}.$$

В предположении изотропного испускания СИ и значительного отражения света на указанной границе ($R_0(\alpha) \approx 1$) средние длины путей, пробегае-

мых 2-лучами в активной сердцевине и перемещения их вдоль АС, составляют, соответственно

$$l_{c,j} \approx 2\pi^{-1} \langle N_j(\alpha) (\sin(\alpha))^{-1} E(\cos(\alpha)) \rangle d_c,$$

$$l_{\parallel,j} \approx 2\pi^{-1} \langle N_j(\alpha) \text{ctg}(\alpha) \rangle d_c,$$

где усреднение по углу производится в пределах: $\alpha_1 \leq |\alpha| \leq \pi/2$; $E(\cos(\alpha))$ — эллиптический интеграл второго рода. Для ЭИВЛ—МО со значениями параметров, приведенными в табл. 1, получены оценки: $l_{\parallel,j} \leq 0.1$ м, $L_{\text{н},o} \approx 0.9$ м, которые подтверждают корректность предположения $l_{\parallel,j} \ll L_{\text{н},o}$. Установлено также, что влияние $l_{c,\text{Er}}$ на частоту СА значительно сильнее влияния $l_{c,\text{Yb}}$, что позволяет пренебречь вкладом последнего и полагать

$$F(l_{c,\text{Er}}, l_{c,\text{Yb}}) \approx F(l_{c,\text{Er}}, 0).$$

При численном моделировании СА спектральный диапазон СИ ($\Delta\lambda_{\text{СИ}2}$) разделен на две части (в соответствии с подходом, использованным в [33]):

- 1) узкую область с шириной огибающей генерируемых мод ($\Delta\lambda_{\text{л}}$),
- 2) остальную часть с центральной длиной волны $\lambda_{\text{СИ}2}$ и шириной $\Delta\lambda_{\text{СИ}2} - \Delta\lambda_{\text{л}}$.

На рис. 3 представлены типичные временные зависимости и фурье-спектр сигналов $P_{\text{л}}^+(L, t)$, $U(t)$, полученные путем численного решения системы уравнений (1)–(16) с использованием методов [14] и значений параметров, приведенных в табл. 1.

На рис. 4 приведены рассчитанные зависимости частоты СА от параметров $(k; \gamma) = (l_{c,\text{Er}} N_{\text{Er}} \sigma_{\text{СИ}2\text{н}}; \gamma_{\text{л}} \gamma_2)$, из которых видно, что влияние СИ(ОМ) приводит к сдвигу частоты $\Delta F(k, \gamma)$, заметно превышающему типичный уровень флуктуаций в эксперименте:

$$|\Delta F(k, \gamma)/F| > |\Delta F/F|_{\text{фл}} \approx 3 \times 10^{-6}.$$

Функции $\Delta F(l_{c,\text{Er}})$, $\Delta F(\gamma)$ имеют “пороговый” характер — резко возрастают при $l_{c,\text{Er}} > l_{\text{п}}; \gamma > \gamma_{\text{п}}$, где “пороговые” значения $(l_{\text{п}}, \gamma_{\text{п}}) = (3 \text{ мм}; 10^{-4})$. Эту особенность следует учитывать при разработке высокостабильных ЭИВЛ—МО, так как зависимость величин $l_{c,\text{Er}}, \gamma$ от ряда параметров ($R_0, d_c, d_o, NA_{\text{л}}$) приводит, в силу условий

$$l_{c,\text{Er}}(R_0, d_c, d_o, NA_{\text{л}}) \leq l_{\text{п}};$$

$$\gamma(R_0, d_c, d_o, NA_{\text{л}}) \leq \gamma_{\text{п}}$$

к дополнительным ограничениям на значения указанных параметров АС. На графиках размер вертикальных черточек отражает влияние разбро-

Таблица 1. Значения основных параметров ЭИВЛ–МО

Постоянные величины	Значение	Варьируемые параметры	Значение	Варьируемые параметры	Значение
$\sigma_{\text{нп}}, \sigma_{\text{ни}}, \sigma_{\text{СИ1п}}, \sigma_{\text{СИ1и}}, \text{м}^2$	2×10^{-25}	$N_{\text{Er}}, \text{м}^{-3}$	1×10^{25}	$\beta_{\text{л}}, \text{м}^{-1}$	0.05
$\sigma_{\text{нп}}^*, \sigma_{\text{ни}}^*, \text{м}^2$	2×10^{-24}	$N_{\text{Yb}}, \text{м}^{-3}$	1×10^{26}	$\beta_{\text{н}}, \text{м}^{-1}$	0.05
$\sigma_{\text{СИ2п}}, \sigma_{\text{лп}}, \text{м}^2$	4×10^{-25}	$L_{\text{AC}}, \text{м}$	2	$f, \text{Гц}$	2×10^5
$\sigma_{\text{СИ2и}}, \sigma_{\text{ли}}, \text{м}^2$	6×10^{-25}	$\theta_0, \text{рад}$	2×10^{-3}	Q	10^2
$V_{\text{л}}, \text{м/с}$	2.05×10^8	$\Gamma_{\text{н}}$	6×10^{-3}	$R_{\text{лл}}$	0.9
$\tau_{21}, \text{с}$	10^{-2}	$\Gamma_{\text{л}}$	0.95	$R_{\text{лн}}$	0
$\tau_{32}, \text{с}$	3×10^{-6}	$d_{\text{с}}, \text{мкм}$	8	$R_{20\text{н}}$	0
$\tau_{45}, \text{с}$	1.5×10^{-3}	$d_{\text{о}}, \text{мкм}$	110	$R_{20\text{л}}$	0.8
$C_{\text{Er-Yb}}, \text{м}^3/\text{с}$	7×10^{-23}	$NA_{\text{с}}$	0.16	$m_{\text{эф}}, \text{кг}$	2×10^{-9}
$n_{\text{с}}$	1.46	$NA_{\text{о}}$	0.36	$D, \text{мкм}$	3×10^2
$\lambda_{\text{н}}; \lambda_{\text{л}}, \text{мкм}$	0.98; 1.55	$NA_{\text{н}}$	0.14	$\gamma_{\text{л}}$	4×10^{-3}
$\epsilon_{\text{н}}; \epsilon_{\text{л}}, \text{Дж}$	$2 \times 10^{-19};$ 1.3×10^{-19}	$\Phi_0, \text{рад}$	-2.5×10^{-3}	$\chi, \text{рад/м}$	10^3

са ($\approx 10\%$) параметров ($\Delta N_{\text{Er, Yb}}, \Delta \tau_{21}$), связанного с эффектом кластеризации активных частиц в АС.

На рис. 5 приведены результаты экспериментальных исследований влияния СИ(ОМ) на частоту СА в эрбиевом ВЛ (ЭВЛ, $N_{\text{Yb}} = 0$) с микрозеркалом Z_2 в виде кремниевой микробалки с резонансной частотой $f \approx 68.7$ кГц и добротностью $Q \approx 65$. В ЭВЛ использовано специальное эрбиевое кварцевое активное одномодовое волокно (Er)AC с оголенной оптической оболочкой (без полимерного покрытия), накачка которого производилась в сердцевину. Оголенный участок расположен в кювете, которая могла заполняться той или иной жидкостью с известными оптическими свойствами, что позволяло варьировать в широких пределах френелевское отражение на границе АС–жидкость. Частоты СА измерены при разных условиях (время усреднения частоты 10 с): 1 – пустая кювета – (Er)AC в воздухе, при этом часть лучей СИ(ОМ) испытывает полное внутреннее отражение; 2 – АС в ртути; 3 – АС в глицерине; 4 – АС в черной туши, сильно рассеивающей и поглощающей свет. Экспериментальные данные четко показывают, что заполнение кюветы ртутью, обеспечивающей высокий коэффициент отражения при всех углах ($R_0(\alpha) \geq 0.85$), приводит к сдвигу частоты СА (относительно значения на воздухе): $(\Delta F/F)_{\text{рт}} \approx -6 \times 10^{-5}$, который заметно

превышает уровень флуктуаций $|\Delta F/F|_{\text{фл}} \approx 3 \times 10^{-6}$. Погружение (Er)AC в глицерин – иммерсионную жидкость или же в черную тушь, ослабляющих отражение ($R_0 \approx 0$), приводят лишь к небольшому росту частоты: $|\Delta F/F|_{\text{тушь}} \approx +1 \times 10^{-5}$, сравнимому с уровнем флуктуаций.

Поскольку $I_{\text{с,Er}} \propto (1 - R_0)^{-1}$, то можно сделать вывод о сходстве расчетных и экспериментальных зависимостей (см. рис. 4, 5) частоты СА от отражательной способности границы раздела АС–ОС: увеличение отражения приводит к уменьшению частоты СА. Отметим, что возможность и целесообразность сравнения указанных зависимостей, относящихся к разным лазерным системам, основана на том, что в обеих системах ключевым рабочим компонентом АС является один и тот же элемент – эрбий, спонтанное излучение которого в рассматриваемых явлениях играет определяющую роль. Отметим также, что детальное исследование влияния СИ(ОМ) в ВЛ–МО (с количественным сравнением расчетных и экспериментальных данных для одной и той же системы) является достаточно сложной, самостоятельной задачей, которая включает, в частности: определение точных профилей распределений показателей преломления в АС; концентраций активных частиц; степени их “кластеризации”. Важно учитывать также ряд факторов случайного характера: эксцентрич-

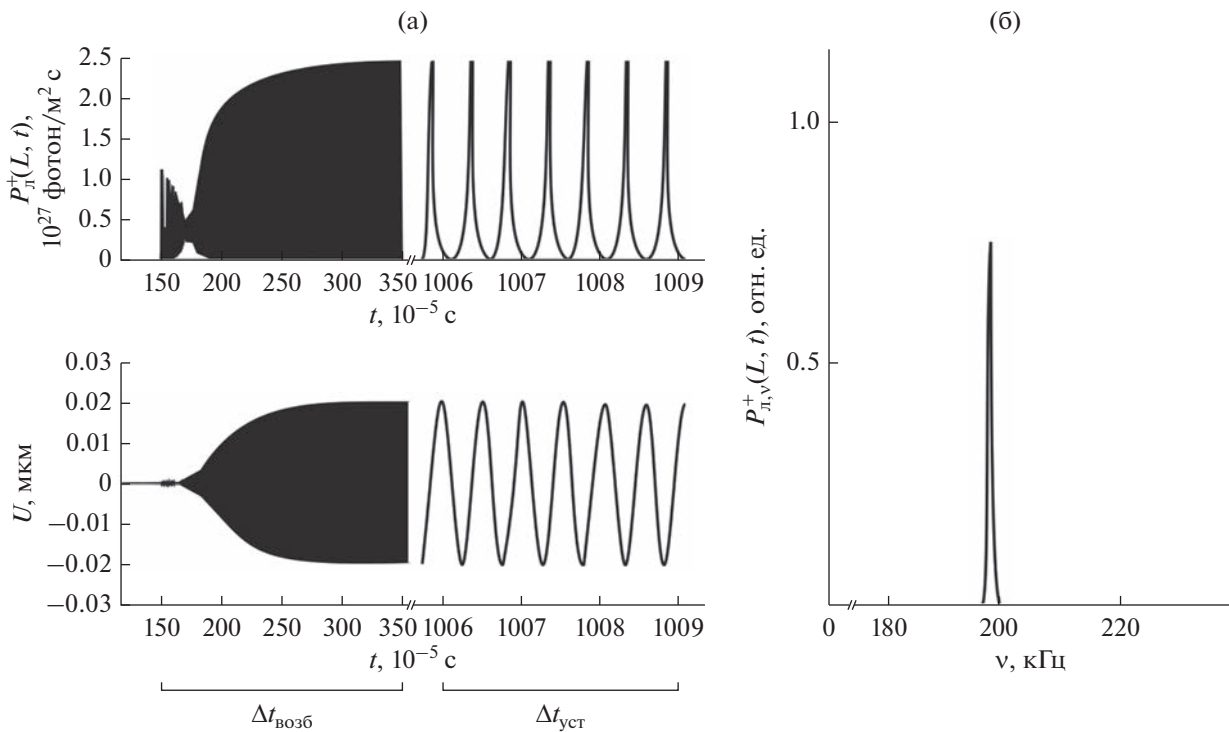


Рис. 3. Зависимости от времени мощности лазерного излучения $P_{\text{л}}^+(L, t)$ и колебаний микроосциллятора $U(t)$ на этапе возбуждения СА ($\Delta t_{\text{возб}}$) и установившихся автоколебаний ($\Delta t_{\text{уст}}$), при значениях $(\gamma, k) = (5.1 \times 10^{-5}; 0.3)$ (а); фурье-спектр мощности излучения $P_{\text{л, в}}^+(L, t)$ в условиях установившихся СА (б).

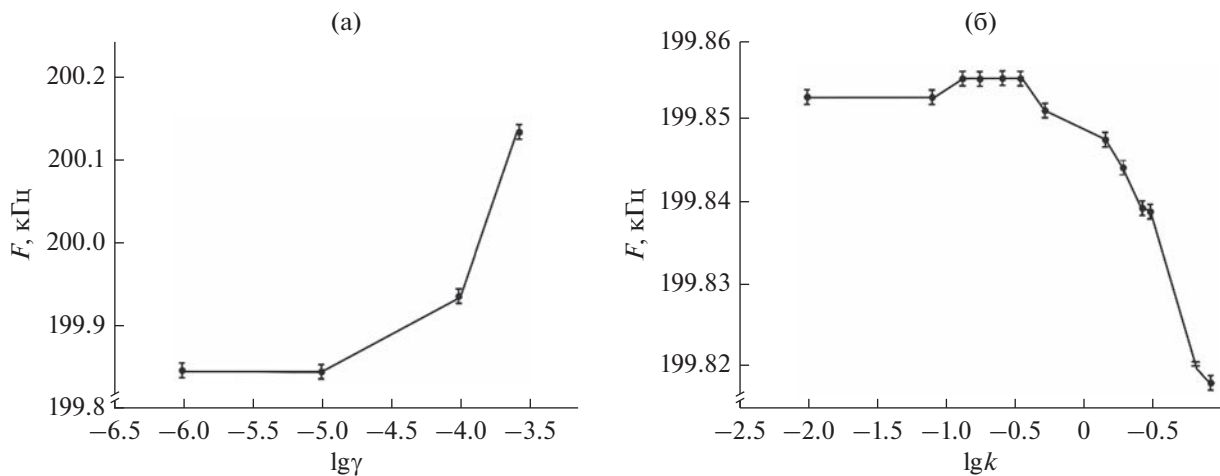


Рис. 4. Рассчитанные зависимости частоты СА от параметров γ (а) и k (б) в логарифмическом масштабе; размер вертикальных черточек отражает влияние разброса ($\approx 10\%$) параметров ($N_{\text{Er}}, \gamma_{\text{b}}, \tau_{21}$), связанного с эффектом кластеризации активных частиц в АС.

ность сердцевины и некруглость АС; неоднородность и анизотропию оптической оболочки; наличие на ее поверхности переходных слоев [34], влияющих на отражательную способность и “фокусировку” излучения в сердцевину АС, которая имеет весьма малый размер, $d_c \approx 4 \dots 8$ мкм. В ис-

следованных лазерных системах эти параметры и факторы известны с недостаточной точностью. Однако обнаруженный эффект — зависимость частоты СА от оптических свойств границы раздела АС—ОС, указывает на важную роль спонтанного излучения, сосредоточенного в ОМ, что открыва-

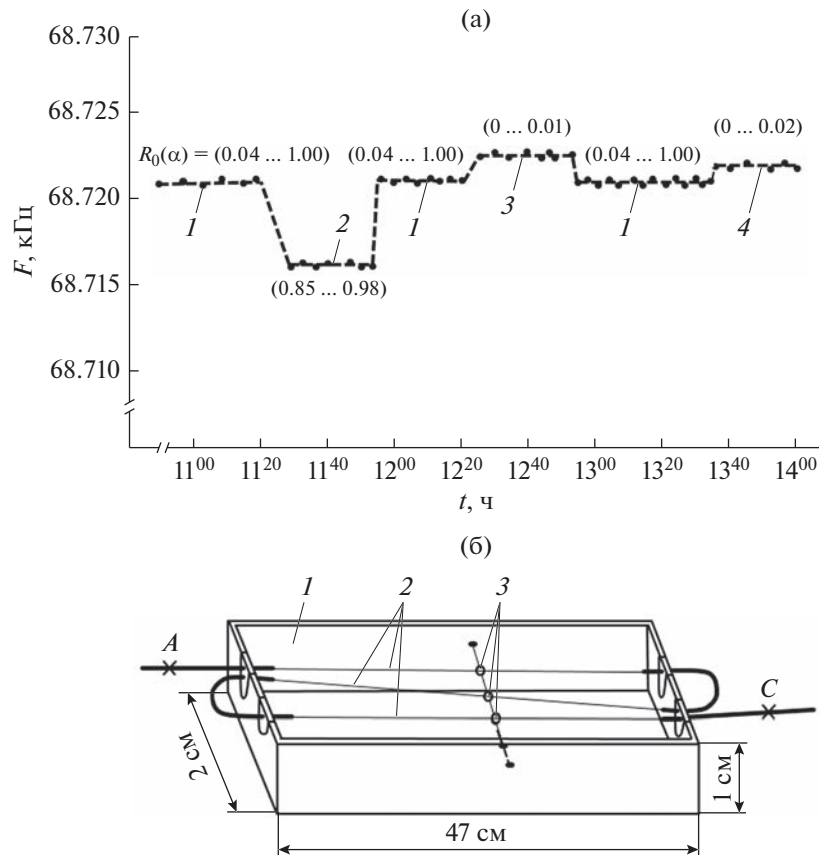


Рис. 5. Зависимость частоты СА в лазерной системе ЭВЛ–МО от отрагательной способности границы раздела оптическая оболочка (Ег) АС–окружающая среда (а): 1 – воздух; 2 – ртуть; 3 – глицерин; 4 – тушь (черная); б – схема кюветы (1) с активным световодом (Ег) АС (2) и с узлом крепления (3) активного световода.

ет новые возможности для управления параметрами лазерного излучения, генерируемого в ВЛ–МО и разработки новых типов резонансных ВОД параметров окружающей среды, связанных с ее оптическими свойствами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложены и обоснованы базовые положения, допущения, лежащие в основе предложенной уточненной математической модели, описывающей низкочастотную динамику ВЛ с микроосцилляторами с учетом комплексного влияния спонтанного излучения. Особое внимание уделено спонтанному излучению, сосредоточенному в оболочечных модах активного волокна, влияние которого описано в рамках концепции эффективной длины пробега фотонов СИ(ОМ), рассчитанной в лучевом приближении. Эффект зависимости частоты СА в ВЛ–МО от отрагательной способности внешней поверхности АС подтвержден экспериментально. Предложенная модель применима также для описания полностью волоконных ВЛ–МО с внутрирезонаторными волно-

водными (оптоволоконными) МО, которые весьма технологичны с точки зрения как их изготовления, так и включения в существующие волоконно-оптические схемы, что способствует расширению областей их применения. Отметим важность дальнейшего развития моделей ВЛ–МО с учетом влияния шумов и внешних возмущений, что позволяет исследовать флуктуации в ВЛ–МО и оценить предельно достижимые параметры СА, определяющие, в частности, точностные характеристики ВОД.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aspelmeyer M., Kippenberg T.J., Marquardt F.* Cavity Optomechanics, Nano- and Micromechanical Reso-

- nators Interacting with Light. Heidelberg: Springer, 2014.
2. Гуляев Ю.В., Бугаев А.С., Быстров Р.П., Никитов С.А., Черепенин В.А. Микро- и наноэлектроника в системах радиолокации. М.: Радиотехника, 2013.
 3. Bowen W.P., Milburn G.J. Quantum Optomechanics. Boca Raton: CRC Press, 2016.
 4. Yang W., Gerke S.A., Ng K.W. *et al.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 13700.
<https://doi.org/10.1038/srep13700>
 5. Fabert M., Desfarges-Berthelot A., Kermene V. *et al.* // Opt. Express. 2012. V. 20. № 20. P. 22895.
 6. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // Квантов. электрон. 2012. Т. 42. № 9. С. 808.
 7. Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Мелькумов М.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 8. С. 30.
 8. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // Квантов. электрон. 2020. Т. 42. № 9. С. 808.
 9. Principe D., Wiederhecker G.S., Favero I. *et al.* // IEEE Photonics J. 2018. V. 10. № 3. P. 4500610.
 10. Foley J.M., Ganesan A.V., Lawall J.R. *et al.* // Technical Dig. Conf. "Frontiers in Optics" Washington. 10–16 Oct. 2018. Washington: Opt. Soc. Amer, 2018. paper LW6F.1.
<https://doi.org/10.1364/LS.2018.LW6F.1>
 11. Xiang X., Jingwen M., Xiankai S. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. № 5. P. 053837.
 12. Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // Фотон–Экспресс. 2018. № 7. С. 4.
 13. Buks E., Martin I. // Phys. Rev. E 2019. V. 100. № 3. P. 032202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.032202>
 14. Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. и др. // РЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 880.
 15. Егоров Ф.А., Неугодинов А.П., Никитин В.В. и др. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2009. № 6. С. 45.
 16. Pavlova S., Tunckol E., Pavlov I. // Opt. Express. 2020. V. 28. № 12. P. 18368.
 17. Stewart G. Vijazaghavan K., Whitenett G. *et al.* // J. Lightwave Technol. 2007. V. 25. № 7. P. 1786.
 18. Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Kabanov V.V. *et al.* // Lithuanian J. Phys. 2010. V. 50. № 4. P. 413.
 19. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999.
 20. Ter-Mikirtychev V. V. Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers. Cham: Springer, 2019.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-02338-0-9>
 21. Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А. Автоколебания в лазерах. Минск: Навука і тэхніка, 1990.
 22. Красильников В.Н. Параметрические волновые явления в классической электродинамике. СПб.: Изд-во СПбГУ, 1996.
 23. Ladaci A., Girard S., Mescia L. *et al.* // Proc. SPIE. 2018. V. 10524. P. 1052410.
<https://doi.org/10.1117/12.2290381>
 24. Галаган Б.И., Денкер Б.И., Егорова О.Н. и др. // Квантов. электрон. 2018. Т. 48. № 6. С. 550.
 25. Huo Y., Cheo P.K., King G.G. // IEEE J. Quantum Electron. 2005. V. 41. № 4. P. 573.
 26. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. Waltham: Academic Press, 2012.
 27. Хандохин П.А. Низкочастотная динамика лазеров с инерционной активной средой. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Н. Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2007. 301 с.
 28. Ахманов С.А., Гусев В.Э. // Успехи физ. наук. 1992. Т. 162. № 3. С. 3.
 29. Бабицкий В.И., Крупенин В.Л. Колебания в сильно нелинейных системах. М.: Наука, 1985.
 30. Дмитриев А.К., Коновалов А.Н., Ульянов В.А. // Квантов. электрон. 2014. Т. 44. № 4. С. 309.
 31. Ратнер А.М. Квантовые генераторы света с большим угловым расхождением. Киев: Наукова думка, 1970.
 32. Раззахи Д., Хаджесмаилбаджи Ф., Рузбехани М. // Квантов. электрон. 2012. Т. 42. № 8. С. 671.
 33. Barmenkov Y.O., Kiryanov A.V., Cruz J.L. *et al.* // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. V. 20. № 5. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2304423>
 34. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973.

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.3.087.92:535.8

ФОТОННЫЙ АНАЛОГОВО-ЦИФРОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ЭЛЕКТРОННЫМ КВАНТОВАНИЕМ И ОПТИЧЕСКОЙ ВЫБОРКОЙ НА СКОРОСТИ ДО 10 Гвыб/с

© 2023 г. М. С. Дадашев^а, Д. С. Земцов^б, Е. Ю. Злоказов^б, В. А. Небавский^б, В. Г. Осипов^а,
П. А. Павлов^{а, *}, А. С. Романов^а, Р. С. Стариков^{б, **}, И. Ж. Хафизов^б

^а АО Научно-технический центр “Модуль”,

4-я ул. 8 Марта, 3, Москва, 125167 Российская Федерация

^б Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,

Каширское ш., 31, Москва, 115409 Российская Федерация

*E-mail: p.pavlov@module.ru

**E-mail: rstarikov@mail.ru

Поступила в редакцию 12.03.2020 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 25.09.2022 г.

Представлен экспериментальный фотонный аналогово-цифровой преобразователь, предназначенный для обработки сигналов X-диапазона. Исследовано функционирование созданного устройства в лабораторных и полевых условиях.

DOI: 10.31857/S0033849423020031, EDN: LBFVEQ

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные аналогово-цифровые преобразователи с оптической выборкой привлекательны благодаря низкой апертурной ошибке лазеров, работающих в режиме синхронизации мод, потенциально обеспечивающей высокую точность преобразования, а также благодаря широкой полосе, обеспечиваемой компонентами микроволновой фотоники. К настоящему времени известен ряд успешных работ, основанных на такой идее, в том числе предназначенных для применения в реальных радиотехнических системах [1–14]. В данной статье представлен экспериментальный фотонный АЦП, предназначенный для обработки сигналов X-диапазона.

1. ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ

Система представляет из себя фотонный АЦП (ФАЦП) с оптической выборкой и электронным квантованием (рис. 1). В качестве источника излучения использован лазер С-диапазона, работающий в режиме синхронизации мод (ЛСМ, OneFive Origami-15), с частотой повторения импульсов 1.25 ГГц и с шириной спектра на полувысоте около 10 нм. Измеренная апертурная ошибка использованного образца ЛСМ составляет не более 8.1 фс, измеренные оптический спектр и диаграмма фазовых шумов лазера представлены на рис. 2. Для

формирования оптической мультиспектральной последовательности выборки используется дисперсионный элемент, реализованный на оптоволоконном кабеле (ОК) длиной около 2.2 км и зеркале Фарадея (ЗФ), подключенный через циркулятор и работающий в два прохода, что обеспечивает chirпирование импульсов ЛСМ и их растяжение до длительности, равной периоду их повторения. Сформированная таким образом непрерывная оптическая мультиспектральная последовательность выборки усиливается эрбиевым волоконным усилителем (ЭУ, FORC-Photonics FOA-EDFA-20-PDA-1) и после контроллера поляризации поступает на вход модулятора Маха-Цендера (ММЦ). В системе использован ММЦ с двойным выходом (Eospace AX-1x2-0MSS-20) с полосой входных сигналов 20 ГГц, рабочая точка ММЦ обеспечивается контроллером рабочей точки (КРТ, YUlabs-0103). Модулированное световое излучение с каждого из выходов ММЦ поступает на демультиплексоры (ДМ(–) и ДМ(+), стандартные с ITU сеткой 100 ГГц, для снижения перекрестных помех до уровня –45 дБ использован каждый второй канал). На выходах соответствующих спектральных каналов демультиплексоров формируется комбинированный оптический сигнал, по интенсивности эквивалентный значениям выборки преобразуемого радиосигнала. Относительные задержки каналов ДМ компенсированы: с одной стороны, приблизительно — отрезками оптоволокна с точ-

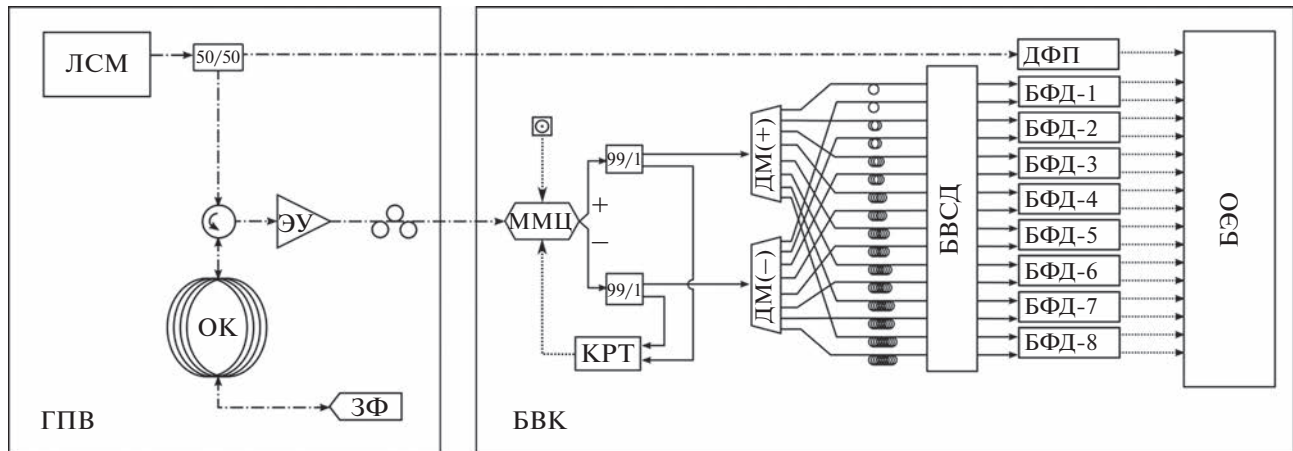


Рис. 1. Схема фотонного аналого-цифрового преобразователя: ГПВ — генератор последовательности выборки, ЛСМ — лазер с синхронизацией мод, ЭУ — эрбиевый усилитель, ОК — оптоволоконный кабель, ЗФ — зеркало Фарадея, БВК — блок выборки и квантования, ММЦ — модулятор Маха-Цендера, КРТ — контроллер рабочей точки, ДМ — демультиплексор, БВСД — блок выравнивания сигнальных длин, ДФП — дифференциальный фотоприемник, БФД — балансный фотодетектор, БЭО — блок электронной обработки.

ностью 50 пс, с другой, точно — блоком выравнивания сигнальных длин (БВСД) на основе перестраиваемых оптико-механических линий задержки (изготовлен фирмой «ОПТЭЛ», Москва), результирующая точность компенсации составляет около 10 пс. Оптические сигналы соответствующих каналов демультиплексоров поступают на входы балансных фотодетекторов (БФД, Picometrix BR-20D, полоса 20 ГГц), которые формируют электрические сигналы, поступающие в блок электронной обработки (БЭО, разработан ЗАО НТЦ «Модуль»). БЭО выполняет необходимую постдетекторную обработку сигналов фотодетекторов и их квантование, он состоит из постдетекторной электроники, электронных линий задержки, системы синхронизации и электронных АЦП с частотой выборки до 1.6 Гвыб/с. БЭО синхронизируется сигналами, получаемыми от ЛСМ и принимаемыми дифференциальным фотоприемником (ДФП, Picometrix PT-40) с полосой пропускания 40 ГГц.

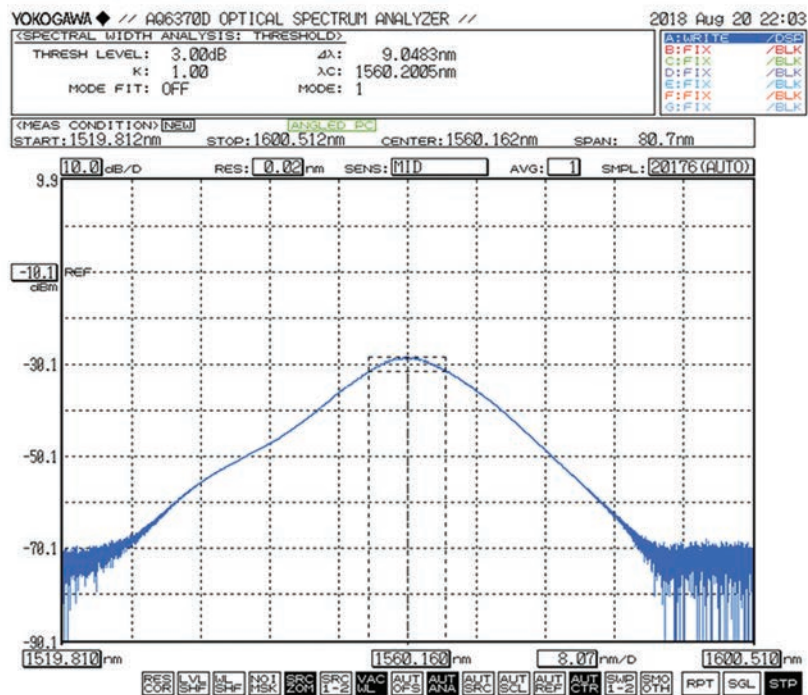
Построенная система позволяет менять различные настройки режима работы как оптических, так и электронных элементов. В частности, имеется возможность варьирования глубины модуляции ММЦ, мощности оптического сигнала, числа используемых оптических комплементарных каналов от одного до восьми, а также осуществлять необходимые подстройки электроники, исходя из выбора зоны Найквиста. При использовании всех восьми балансных каналов построенная система обеспечивает скорость преобразования 10 Гвыб/с и позволяет выполнять аналого-цифровое преобразование сигналов диапазонов до 20 ГГц с мгновенной полосой до 5 ГГц.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ В ЛАБОРАТОРНЫХ И ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

Работа устройства была исследована. Пример осциллограммы комплементарного сигнала, формируемого после фотодетектирования в одном канале системы представлен на рис. 3а, результат измерения свободного динамического диапазона (СДД) при подаче на вход системы двухтонового сигнала — на рис. 3б. Такой результат соответствует эффективному числу бит (ЭЧБ) 6.3. Примеры восстановленных оцифрованных сигналов X-диапазона (однотоновый сигнал, двухтоновый сигнал) представлены на рис. 3в и 3г.

Два экземпляра описываемого устройства были изготовлены и использованы в составе двухканальной радиотехнической системы X-диапазона, которая была испытана в полевых условиях осенью 2018 г. Фото и блок-схема радиотехнической системы представлены на рис. 4. Полевые тесты включали эксперименты по оцифровке сигналов X-диапазона, принимаемых из эфира, и оценку азимутального угла положения источника сигнала. Стандартная рупорная антенна, передающая усиленный сигнал генератора сигналов произвольной формы Keysight M8195A, была использована в качестве источника сигнала. На рис. 5 приведены примеры спектров сигналов X-диапазона, которые были синтезированы, переданы в эфир (а) и приняты и оцифрованы двумя каналами ФАЦП (б, в). При преобразовании радиосигналов в реальных условиях, ЭЧБ, достигнутое системой, при варьировании настроек системы составило от 3.6 до 5.5. Были проведены эксперименты по определению направления положения источника сигнала в диапазоне ± 10 град относительно ос-

(a)



(б)

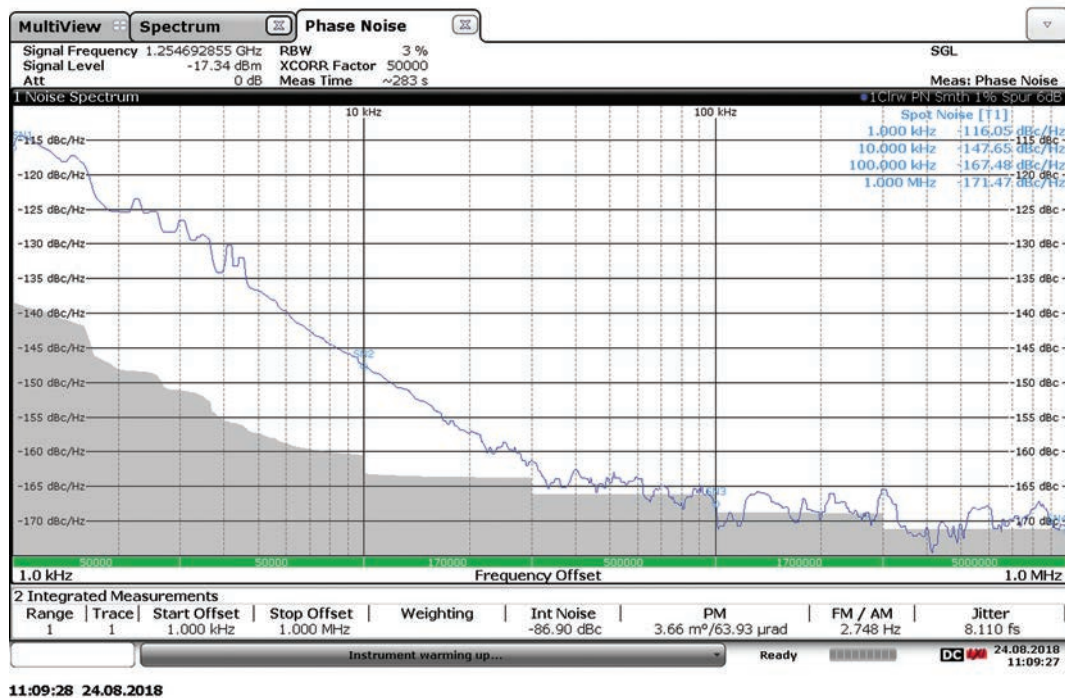


Рис. 2. Оптический спектр (а) (измерено Yokogawa AQ6370) и диаграмма фазовых шумов лазера (б) (измерено Rohde & Schwarz FSWP50), работающего в режиме синхронизации мод; скриншот.

новного лепестка диаграммы направленности приемной антенной системы. Оба канала принимали одинаковый сигнал — со сдвигом, зависящим от положения источника. Выходные

цифровые сигналы системы были переданы на персональный компьютер, на котором с использованием специально разработанного программного обеспечения были проанализирова-

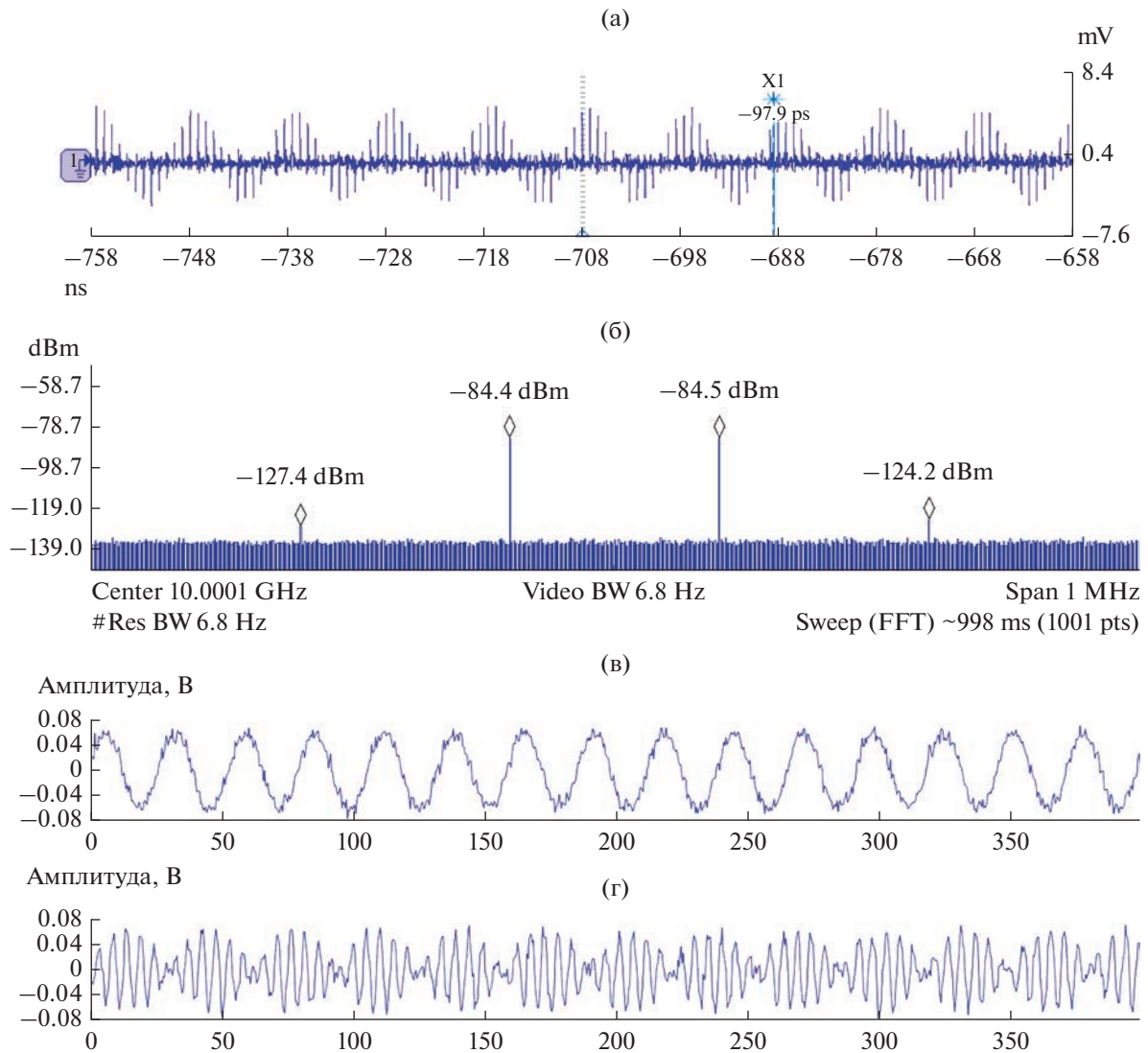


Рис. 3. Лабораторные тесты системы: а – выборка однотонового сигнала 12.5 ГГц (с понижением до первой зоны Найквиста), получено с дифференциальных выходов БФД от одного комплементарного выходного канала (измерено Keysight DSAZ334A); б – спектрограмма измерения СДД в одном комплементарном выходном канале с использованием двухтонового теста (измерено Keysight N9030B, частоты теста $f_1 = 10.0$ ГГц, $f_2 = 10.0002$ ГГц, цифрами показана мощность на соответствующих частотах); в – однотоновый сигнал, восстановленный с цифрового выхода ФАЦП; г – двухтоновый сигнал, восстановленный с цифрового выхода ФАЦП.

ны и азимутальный угол положения источника был успешно рассчитан (рис. 6).

3. СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ДИСКРЕТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ВЫБОРКИ

Исследование работы системы показало, что основными факторами, снижающими ЭЧБ, являются ограничения энергетического бюджета сигнала, технические проблемы с синхронизацией и ограничения линейности использованных фотодетекторов. Для оценки возможностей улучшения характеристик ФАЦП была исследована схема фор-

мирования дискретной мультиспектральной оптической последовательности выборки.

К настоящему времени известны варианты схем формирования дискретной мультиспектральной оптической последовательности выборки, позволяющие добиться эквидистантного следования спектральных компонент [1, 5, 9, 13]. Такие схемы базируются на одном или двух демультиплексорах и линиях задержки, помещаемых в каналы демультиплексирования.

Были проведены эксперименты с системой формирования оптической последовательности выборки, построенной на базе циркулятора с сохранением поляризации, демультиплексора, зеркал Фарадея,

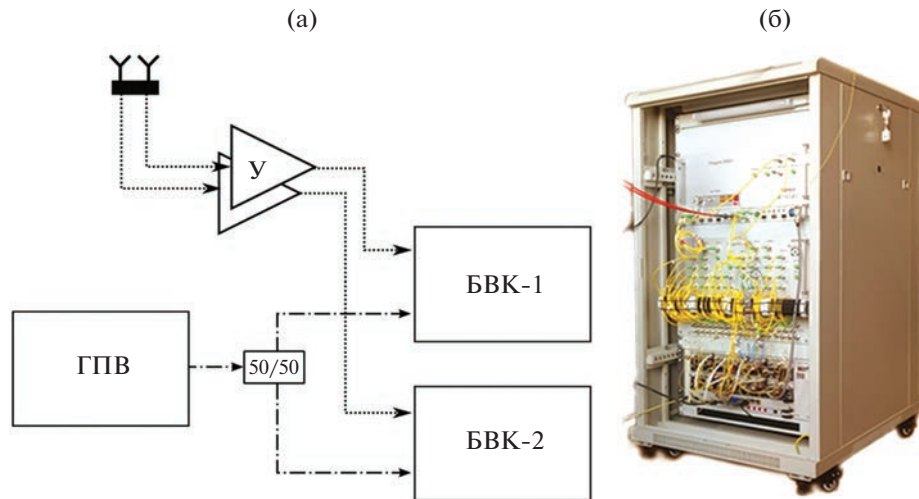


Рис. 4. Блок-схема (а) и фото (б) двухканальной радиотехнической системы на базе ФАЦП: ГПВ — генератор последовательности выборки, БВК-1, БВК-2 — блоки выборки и квантования, У — усилитель.

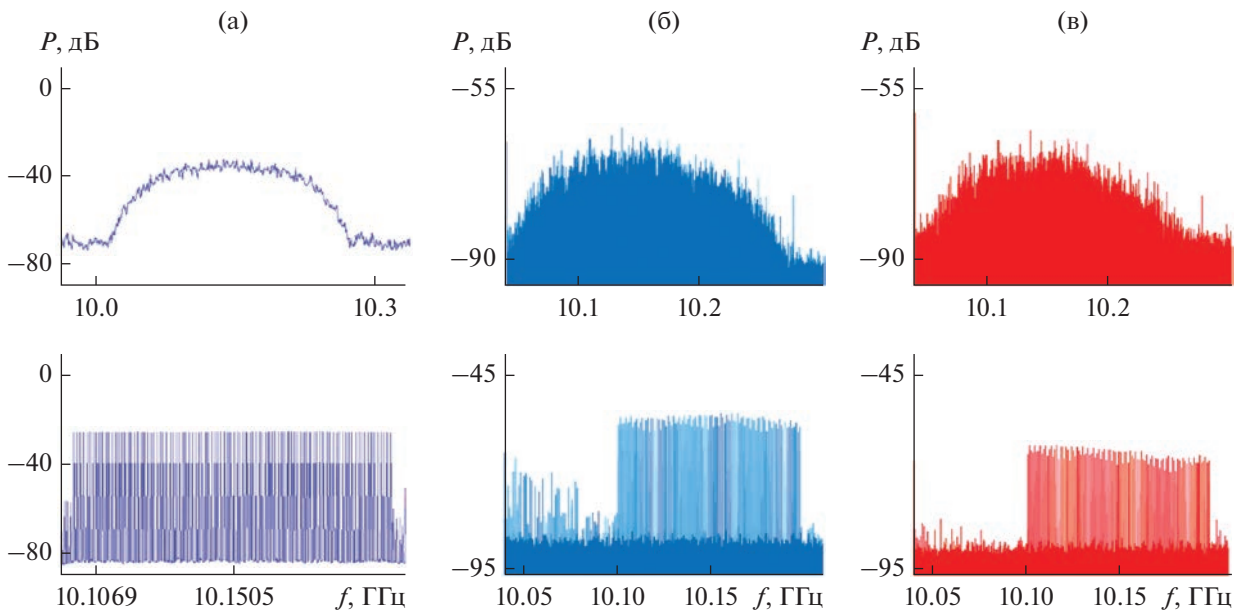


Рис. 5. Спектры сигналов, передаваемых в эфир (а) и оцифрованных принятых в 1-м (б) и 2-м (в) каналах системы: верхняя строка — широкополосный шум, нижняя — 100-тоновый сигнал.

перестраиваемых оптомеханических линий задержки и перестраиваемых оптических аттенуаторов. Эксперимент, по сути, состоял в выполнении двухтонового теста для одного канала ФАЦП и иллюстрируется на рис. 7.

Излучение ЛСМ поступает в подключенный через циркулятор демультиплексор, используемые спектральные каналы которого должны соответствовать используемым в демультиплексорах всей схемы. В каждом канале демультиплексора установлены переменный оптический аттенуатор и двухпроходная переменная оптическая линия за-

держки с зеркалом Фарадея (ПЛЗФ, General Photonics MDL-002). Настройки элементов в каналах демультиплексора позволяют выровнять оптические импульсы по интенсивности и добиться их нужного положения друг относительно друга по времени следования. Преимущество такой конфигурации также состоит в том, что только выбранные спектральные компоненты усиливаются. Сформированная таким образом дискретная оптическая последовательность выборки усиливается эрбиевым усилителем импульсных сигналов (ЭУ, KEOPSYS PEFA-SP) и после контроллера

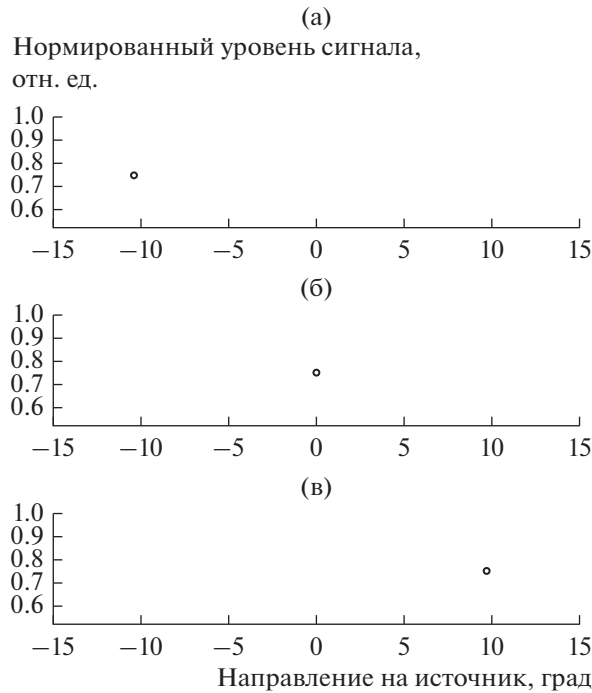


Рис. 6. Результаты оценки угла направления на источник для -10 (а), 0 (б) и $+10$ град (в).

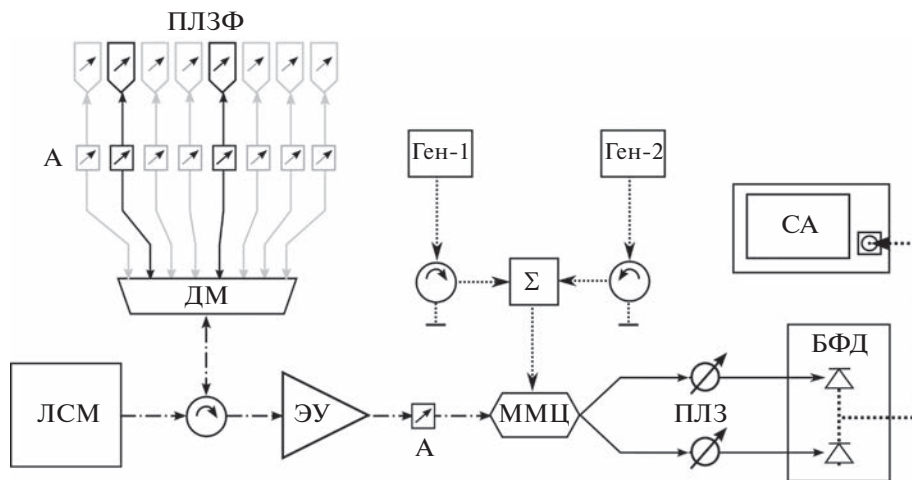


Рис. 7. Схема исследования системы генерации последовательности выборки: ЛСМ – лазер в режиме синхронизации мод, ДМ – демультиплексор, ПЛЗ – переменная линии задержки, ПЛЗФ – ПЛЗ с зеркалом Фарадея, ЭУ – эрбиевый усилитель, А – аттенюаторы, Ген-1, Ген-2 – генераторы, ММЦ – модулятор Маха–Цендера, БФД – балансный фотодетектор, СА – сигнальный анализатор.

поляризации (на рисунке не показан) поступает на вход ММЦ. На выходах ММЦ формируется комплементарный оптический сигнал, по интенсивности соответствующий значениям выборки преобразуемого радиосигнала. Относительные задержки выходов ММЦ компенсированы перестраиваемыми оптико-механическими линиями задержки, что позволяет также эксперименталь-

но оценить допустимое временное рассогласование в каналах балансного детектирования. ММЦ управляется радиочастотным (РЧ) сигналом, полученным суммированием двух тонов аналоговых генераторов с низким фазовым шумом (Ген-1, Ген-2, Advantech UNO-01M) через РЧ-циркуляторы. Оптические сигналы регистрируются высоколинейным балансным фотодетектором (БФД,

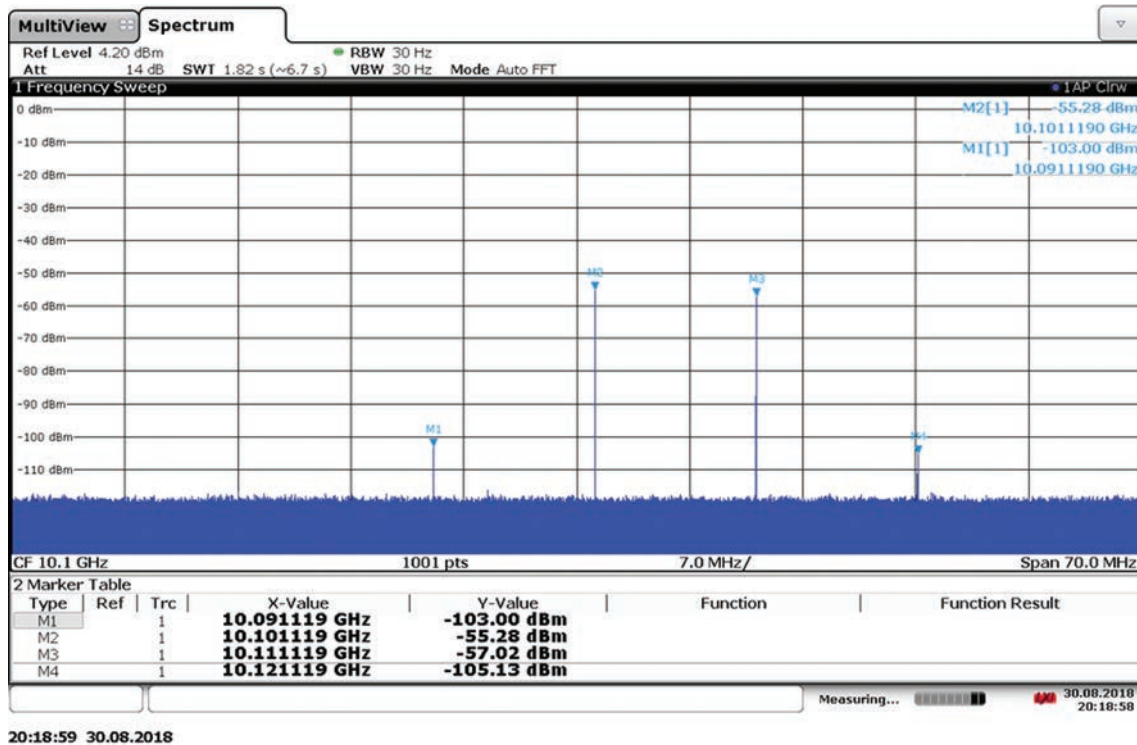


Рис. 8. Результат измерения свободного динамического диапазона схемы, представленной на рис. 7; скриншот.

Discovery DSC-730-39) с 3 дБ полосой пропускания свыше 20 ГГц.

Рисунок 8 демонстрирует результат двухтонового анализа для случая мощности радиосигнала на входе ММЦ 10 дБм (что довольно много с точки зрения оптимальной глубины модуляции); таким образом, для разумных значений глубины модуляции ЭЧБ может превышать 7. Близкие результаты получены для всей полосы работы системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен фотонный АЦП с оптической выборкой и электронным квантованием. Фотонный АЦП предназначен для преобразования сигналов до 20 ГГц в полосе до 5 ГГц. Работа системы исследована в лабораторных и натурных условиях. Рассмотрена возможность улучшения характеристик системы. Продемонстрирована возможность выполнения аналого-цифрового преобразования сигналов X-диапазона с эффективным числом бит более 7.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Valley G. // Opt. Express. 2007. V.15. № 5. P. 1955.
2. Стариков Р. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2015. № 2. С. 3.
3. Starikov R. // Proc. SPIE. 2016. V. 10176. P.1017618.
4. Frankel M., Kang J., Esman R. // Electron. Lett. 1997. V. 33. № 25. P. 2096.
5. Kang J., Esman R. // Electron. Lett. 1999. V. 35. № 1. P. 60.
6. Yariv A., Koumans R. // Electron. Lett. 1998. V. 34. № 21. P. 2012.
7. Juodawlkis P., Twichell J., Betts G. et al. // IEEE Trans. 2001. V. MTT-49. № 10. P. 1840.
8. Llorente R., Morant M., Puche J. et al. // IEEE Trans. 2010. V. MTT-58. № 11. Pt. 2. P. 3304.
9. Khilo A., Spector S., Grein M. et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. № 4. P. 4454.
10. Ghelfi P., Laghezza F., Scotti F. et al. // Nature. 2014. V. 507. № 7492. P. 341.
11. Esman D., Wiberg A., Ali N., Radic S. // J. Lightwave Technol. 2015. V. 33. P. 2256.
12. Piqueras M. // Proc. 2015 Int. Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). Paphos. 26–29 Oct. N.Y.: IEEE, 2015. Article No. 7356716.
13. Yang G., Zou W., Yu L. et al. // Opt. Express. 2016. V. 24. № 21. P. 24061.
14. Cruz P., Alves T., Cartaxo A. // Proc. 2018 20th Int. Conf. on Transparent Optical Networks (ICTON). Bucharest, 1–5 Jul. N.Y.: IEEE, 2018. Article No. 8473984.

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.372.54

АКТИВНЫЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩИЕ RC-ФИЛЬТРЫ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА С РЕГУЛИРУЕМОЙ ПОЛОСой ЗАДЕРЖИВАНИЯ И НЕРАВНОМЕРНОСТЬЮ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2023 г. Д. Ю. Денисенко^{a, b}, Н. Н. Прокопенко^{a, c, *}^a Донской государственный технический университет, пл. Гагарина, 1, Ростов-на-Дону, 344003 Российская Федерация^b Южный федеральный университет, ул. Большая Садовая, 105/42, Ростов-на-Дону, 344006 Российская Федерация^c Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, ул. Советская, 3, Москва, Зеленоград, 124365 Российская Федерация

*E-mail: prokopenko@sssu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 06.05.2022 г.

Принята к публикации 12.05.2022 г.

Рассмотрены перспективные структурные схемы полосно-заграждающих фильтров (ПЗФ) четвертого порядка. Приведены уравнения для коэффициентов их передаточных функций. Представлена графическая интерпретация параметров амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) предлагаемых ПЗФ. Исследован пример реализации ПЗФ четвертого порядка и выполнено его компьютерное моделирование в среде Micro-Cap12, подтверждающее возможность независимой подстройки неравномерности АЧХ в полосе пропускания и полосы задержания.

DOI: 10.31857/S0033849423020043, EDN: LBZCKG

ВВЕДЕНИЕ

Активные полосно-заграждающие RC-фильтры (ПЗФ) широко применяются в медицинских и акустических приборах, а также в различных радиотехнических системах для ослабления заданного спектра сигналов [1–3, 4, рис. 17, 18; 5, рис. 41, 42]. Так, основной помехой при измерении, например, биомедицинских сигналов, является сетевая наводка 50 Гц [6]. От высококачественного ПЗФ требуется, чтобы на частоте режекции (ω_p) его коэффициент передачи равнялся нулю. На практике это условие бывает трудно выполнимым. Для точной регулировки таких фильтров желательно иметь возможность подстройки величины добротности (Q) независимо от величины коэффициента передачи (Регулируемый активный режекторный фильтр. URL: <http://electroff.narod.ru/new1/filtr.htm>).

Основная цель работы – провести теоретический анализ перспективных структурных схем ПЗФ, защищенных четырьмя патентами РФ, [7–10], а также исследовать (в качестве примера) полосно-заграждающий фильтр 4-го порядка с независимой регулировкой полосы задерживания и неравномерности АЧХ в полосе пропуска-

ния. Известные ПЗФ [1–5] при 4-м порядке данным свойством не обладают.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА

Передаточная функция ПЗФ 4-го порядка описывается выражением [11–17]:

$$W(p) = M \frac{p^4 + p^2 b_2 + b_0}{p^4 + p^3 a_3 + p^2 a_2 + p a_1 + a_0}. \quad (1)$$

В формуле (1) и далее введены следующие обозначения: b_k, a_k – коэффициенты передаточной функции, нормированные к частотам полюсов звеньев 2-го порядка (частоте режекции, совпадающей с частотой нуля ПЗФ 4-го порядка – ω_p); M – масштабный коэффициент передачи фильтра.

Если ввести относительную расстройку частоты X , то выражение (1) можно представить в виде

$$W(jX) = M \frac{X^2}{X^2 + 2 - a_2 + j a_1 X}, \quad (2)$$

где $X = 1/\Omega - \Omega$ (Ω – отношение частот ω/ω_p).

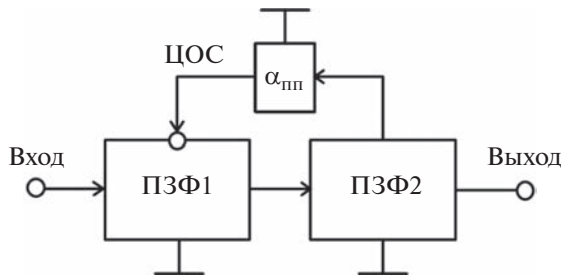


Рис. 1. Структура ПЗФ № 1: ЦОС – цепь обратной связи.

В выражении (2) учтено, что для ПЗФ справедливо равенство коэффициентов $a_1 = a_3$ и $a_0 = 0$ в знаменателе его передаточной функции.

Амплитудно-частотная характеристика $A(X)$ ПЗФ 4-го порядка находится как модуль комплексного коэффициента передачи из уравнения (2):

$$A(X) = |W(jX)| = M \frac{X^2}{\sqrt{(X^2 + 2 - a_2)^2 + a_1^2 X^2}}. \quad (3)$$

$$X_{гр}^{\pm} = \sqrt{2 - a_2 + a_1^2/2 \pm \sqrt{(2 - a_2 + a_1^2/2)^2 + (2 - a_2)^2}}. \quad (7)$$

Полученные выше уравнения позволяют выполнить анализ предлагаемых далее структур ПЗФ.

Предлагаемые структурные схемы ПЗФ [7–10] приведены на рис. 1–4, а коэффициенты их передаточных функций, выраженные через параметры звеньев – представлены в табл. 1. Далее петлевой коэффициент передачи между входами и выходами звеньев второго порядка обозначается как α с индексами, отражающими вид связи между звеньями: первый индекс обозначает характер выхода второго звена (например, п – выход полосового

фильтра), а второй – вход первого звена (например, р – вход ПЗФ).

$$X_{1,2} = |2 - a_2| \sqrt{\frac{2}{2a_2 - 4 - a_1^2}}, \quad X_3 = 0. \quad (4)$$

Частота $X_3 = 0$ соответствует частоте режекции ω_p . Подставляя формулу (4) в (3), находим максимальные значения $A(X)$:

$$A_{\max} = M \frac{2|2 - a_2|}{a_1 \sqrt{4a_2 - 8 - a_1^2}}. \quad (5)$$

Задав произвольным значением $A(X)$, далее из формулы (3) находим частоты, на которых $A(X)$ имеет это значение:

$$X_{гр}^{\pm} = (1/\sqrt{1/A^2 - 1}) \sqrt{2 - a_2 + a_1^2/2 \pm B_1}, \quad (6)$$

где $B_1 = \sqrt{(2 - a_2 + a_1^2/2) + (2 - a_2)^2 (1/A^2 - 1)}$.

Приняв $A = \sqrt{2}/2$, определяем граничные частоты АЧХ по уровню – 3 дБ:

Структура ПЗФ на рис. 1 состоит из последовательно включенных двух звеньев полосно-заграждающих фильтров 2-го порядка, ПЗФ1 и ПЗФ2. Причем дополнительный выход ПЗФ2, по которому он имеет характеристики полосового фильтра, связан с инвертирующим дополнительным входом ПЗФ1, по которому он имеет характеристики полосового фильтра, через коэффициент передачи $\alpha_{пп}$ цепи обратной связи (ЦОС). Входной сигнал подается на неинвертирующий

Таблица 1. Коэффициенты передаточной функции и их аналитические выражения для структурных схем ПЗФ (см. рис. 1–4)

Коэффициенты передаточной функции	Аналитические выражения коэффициентов передаточных функций для структурных схем			
	Рис. 1	Рис. 2	Рис. 3	Рис. 4
$a_1 = a_3$	$2d_p$	$d_p(2 + \alpha_{пп})$	$\frac{2d_p}{1 + \alpha_{пп}}$	$d_p(2 + \alpha_{пп})$
a_2	$2 + d_p^2(1 + \alpha_{пп})$	$2 + d_p^2$	$\frac{d_p^2(1 + \alpha_{пп}) + 2(1 + \alpha_{пп})}{(1 + \alpha_{пп})}$	$2 + d_p^2(1 + \alpha_{пп})$
M	1	1	$\frac{1}{1 + \alpha_{пп}}$	1

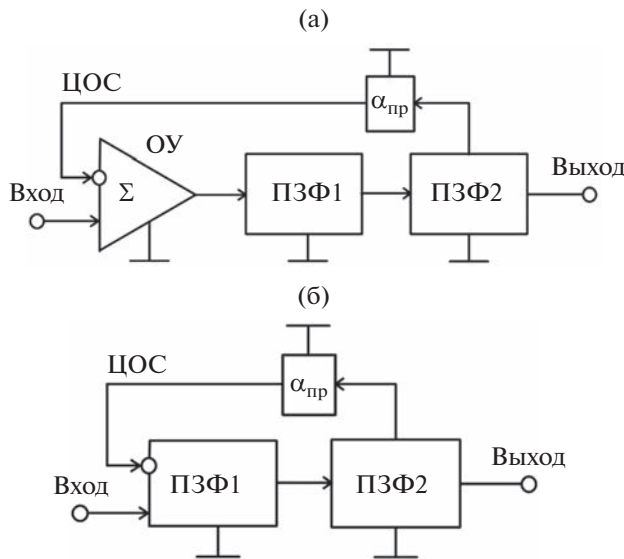


Рис. 2. Структурные схемы ПЗФ № 2: ЦОС – цепь обратной связи, ОУ – операционный усилитель.

Вход ПЗФ 1, а Выход устройства согласован с выходным каскадом ПЗФ2.

Структура ПЗФ на рис. 2а состоит из последовательно включенных звеньев ПЗФ1 и ПЗФ2 и сумматора на операционном усилителе (ОУ). В этой структуре дополнительный выход ПЗФ2, по которому он имеет характеристики полосового фильтра, через цепь обратной связи с коэффициентом передачи $\alpha_{пр}$ связан с инвертирующим входом сумматора. Входной сигнал подается на неинвертирующий вход сумматора, выход которого соединен со входом первого звена ПЗФ1. Выходом устройства (Вых.) является выходной каскад ПЗФ2. На рис. 2б показана упрощенная структурная схема ПЗФ рис. 2а, на основе которой в разд. 2 реализуется конкретный пример построения фильтра.

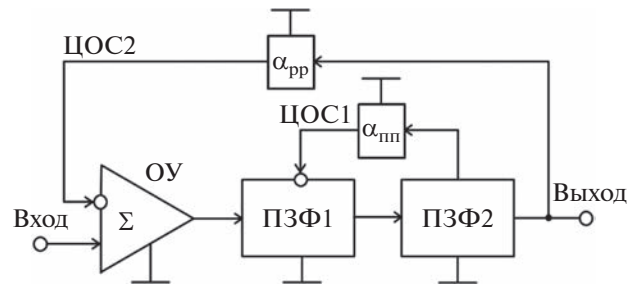


Рис. 3. Структура ПЗФ № 3: ЦОС1, ЦОС2 – цепи обратной связи, ОУ – операционный усилитель.

Если известны нормированные значения коэффициентов передаточной функции (2), то параметры звеньев ПЗФ могут быть рассчитаны по формулам, приведенным в табл. 2. В табл. 3 приведены аналитические выражения для оценки максимального значения $A_{\max}$ АЧХ и граничных частот $X_{гр}$, на которых $A(X)$ достигает этого значения. Расчетные формулы для определения граничных частот по уровню -3 дБ для схем на рис. 1–4 показаны в табл. 4.

Нормированное значение частоты среза Ω можно определить по формуле

$$\Omega = -X/2 \pm \sqrt{X^2 + 4}. \quad (8)$$

Структура ПЗФ на рис. 3 состоит из последовательно включенных сумматора на ОУ, звеньев ПЗФ1 и ПЗФ2, причем дополнительный выход ПЗФ2, по которому он имеет АЧХ полосового фильтра, через ЦОС1 с коэффициентом передачи $\alpha_{пп}$ подключен к инвертирующему входу ПЗФ1, по которому он имеет АЧХ полосового фильтра, а выход ПЗФ2 связан с инвертирующим входом сумматора через ЦОС2 с коэффициентом передачи $\alpha_{рр}$. На рис. 4а, 4б показаны другие возможные архитектуры ПЗФ [7–10].

Таблица 2. Параметры структур ПЗФ (рис. 1–4) и формулы для их расчета

Параметр структурной схемы	Формулы для расчета параметров структурных схем, приведенных на рисунках			
	Рис. 1	Рис. 2	Рис. 3	Рис. 4
$\alpha_{рр}$	—	—	$\frac{4}{a_1^2} \frac{a_2 - 2}{\alpha_{пп} + 1} - 1$	—
d_p	$\frac{a_1}{2}$	$\sqrt{a_2 - 2}$	$\frac{a_1}{2} (1 + \alpha_{рр})$	$\frac{a_1}{2 + \alpha_{рп}}$
$\alpha_{пп}$	$\frac{1}{d_p^2} [a_2 - d_p^2 - 2]$	—	$\frac{4}{a_1^2} \frac{a_2 - 2}{1 + \alpha_{рр}} - 1$	$\frac{1}{a_1} (a_2 - 2) (2 + \alpha_{рп})^2 - 1$
$\alpha_{рп}$	—	$\frac{a_1 - 2\sqrt{a_2 - 2}}{\sqrt{a_2 - 2}}$	—	$a_1 \sqrt{\frac{1 + \alpha_{пп}}{a_2 - 2}} - 2$

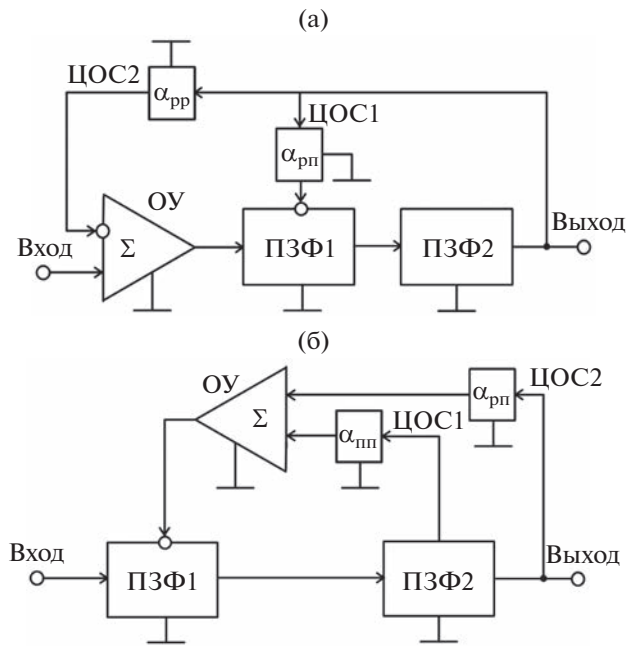


Рис. 4. Структуры ПЗФ № 4 (а) и № 5 (б): ЦОС1, ЦОС2 – цепи обратной связи, ОУ – операционный усилитель.

В том случае, если известно, что поставленная задача режекции заданного спектра сигналов решается фильтром 4-го порядка, можно найти параметры фильтра, не решая аппроксимационную задачу. Данный эффект имеет существенное практическое значение, так как упрощает процедуру синтеза ПЗФ. Например, задавшись неравномерностью АЧХ, обозначенной как дельта Δ (рис. 5), выраженной в дБ, из табл. 3 для структурной схемы на рис. 1 получим формулу для определения коэффициента передачи

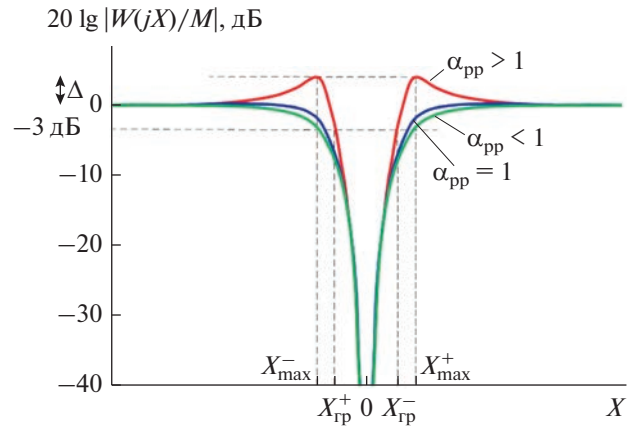


Рис. 5. Графическое определение параметров АЧХ при разных коэффициентах передачи α_{pp} .

$$\alpha_{pp} = 2 \times 10^{10} - 1 + 2\sqrt{10^{\Delta/5} - 10^{\Delta/10}}, \quad (9)$$

и далее по известным граничным частотам из табл. 4 находим расчетную формулу для затуханий звеньев ПЗФ:

$$d_p = \frac{X_{гр}(1 + \alpha_{pp})}{\sqrt{|1 - \alpha_{pp} \pm \sqrt{2}\sqrt{1 + \alpha_{pp}^2}}}. \quad (10)$$

Параметры звеньев для других структурных схем ПЗФ [7–10] могут быть найдены аналогичным образом, причем дополнительную степень свободы в выборе петлевых коэффициентов передач схем, приведенных на рис. 1–4, можно направить на расширение динамического диапазона, как это сделано, например, в работе [18], или на снижение чувствительности.

На рис. 5 приведено графическое определение параметров АЧХ.

Таблица 3. Формулы для расчета параметров ПЗФ (рис. 1–4)

Номер рисунка	Формулы для расчета параметров схем	
	$X_{\max}$	$A_{\max}$
Рис. 1	$d_p \frac{1 + \alpha_{пп}}{\sqrt{a_{пп} - 1}}$	$\frac{1}{2} \frac{1 + \alpha_{пп}}{\sqrt{a_{пп}}}$
Рис. 2	$\frac{d_p \sqrt{2}}{\sqrt{2 - (2 + a_{пп})^2}}$	$\frac{2}{2 + a_{пп}} \frac{1}{\sqrt{4 - (2 + a_{пп})^2}}$
Рис. 3	$\frac{d_p (1 + a_{пп})}{\sqrt{(1 + a_{пп})(1 + a_{рр}) - 2}}$	$\frac{(1 + a_{пп})(1 + a_{рр})}{2\sqrt{a_{пп} + a_{рр} + a_{пп}a_{рр}}}$
Рис. 4	$\frac{d_p (1 + a_{пп}) \sqrt{2}}{\sqrt{2a_{пп} - 2 - 4a_{рр} - a_{рр}^2}}$	$\frac{2(1 + a_{пп})}{(1 + a_{рр}) \sqrt{4a_{пп} - 4a_{рр} - a_{рр}^2}}$

Таблица 4. Формулы для расчета граничных частот $X_{гр}^{\pm}$ по уровню -3 дБ для ПЗФ (рис. 1–4)

Номер рисунка	Формулы для расчета граничных частот $X_{гр}^{\pm}$ по уровню -3 дБ
Рис. 1	$d_p \sqrt{ 1 - a_{пп} \pm \sqrt{2}(1 + a_{пп}^2) }$
Рис. 2	$\frac{d_p}{\sqrt{2}} \sqrt{2 + 4a_{пп} + a_{пп}^2 \pm \sqrt{(2 + 4a_{пп} + a_{пп}^2)^2 + 4}}$
Рис. 3	$\frac{d_p}{1 + a_{пп}} \sqrt{2 - (1 + a_{пп})(1 + a_{пп}) \pm \sqrt{2 - 2(1 + a_{пп})(1 + a_{пп}) + (1 + a_{пп})^2(1 + a_{пп})^2}}$
Рис. 4	$\frac{d_p}{\sqrt{2}} \sqrt{(2 + a_{пп})^2 - 2(1 + a_{пп}) \pm \sqrt{[(2 + a_{пп})^2 - 2(1 + a_{пп})]^2 + 4(1 + a_{пп})^2}}$

2. ПРИМЕР РЕАЛИЗАЦИИ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО ФИЛЬТРА

На рис. 6 представлен ПЗФ 4-го порядка на основе структуры рис. 2б, в котором предусмотрена возможность независимой регулировки полосы задерживания и неравномерности АЧХ в полосе пропускания при неизменном масштабном коэффициенте передачи M .

Полосно-заграждающий фильтр на рис. 6 выполнен на двух идентичных звеньях 2-го порядка, имеющих равные значения частот полюсов ω_p , затуханий d_p и масштабных коэффициентов передач G :

$$F(p) = G \frac{p^2 + \omega_p^2}{p^2 + pd_p\omega_p + \omega_p^2}. \quad (11)$$

За счет введения обратной связи с дополнительного выхода ПЗФ2 с передаточной функцией полюсового фильтра

$$F(p) = G \frac{pd_p\omega_p}{p^2 + pd_p\omega_p + \omega_p^2} \quad (12)$$

через цепь обратной связи с коэффициентом передачи K_1 (ОУ9, ОУ10) на второй Вход2 первого звена рассматриваемым ПЗФ реализуется передаточная функция (1), коэффициенты которой определяются соотношениями

$$\begin{aligned} M &= -K_2 G^2, \quad b_2 = 2\omega_p^2, \quad b_0 = \omega_p^4, \\ a_3 &= \omega_p d_p (2 + G^2 K_1), \quad a_2 = \omega_p^2 (2 + d_p^2), \\ a_1 &= \omega_p^3 d_p (2 + G^2 K_1), \quad a_0 = \omega_p^4. \end{aligned}$$

$$\text{где } K_1 = \frac{R_{10} R_{23}}{R_{27} R_{25}}, \quad K_2 = \frac{R_{23}}{R_{26}}.$$

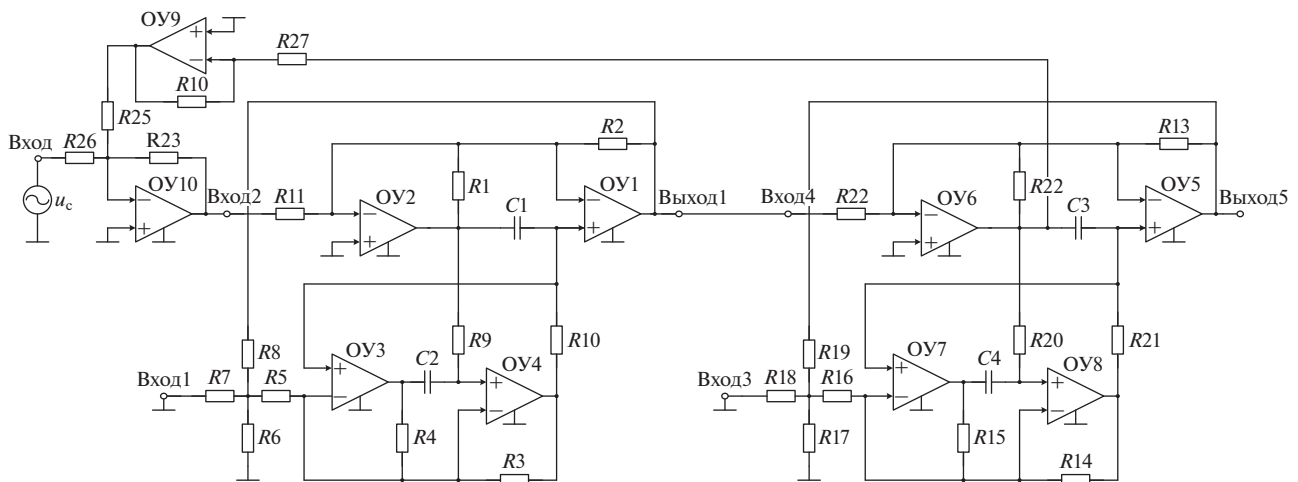


Рис. 6. Полосно-заграждающий фильтр с независимой регулировкой полосы задерживания и неравномерности АЧХ: ОУ1...ОУ8 – операционные усилители.

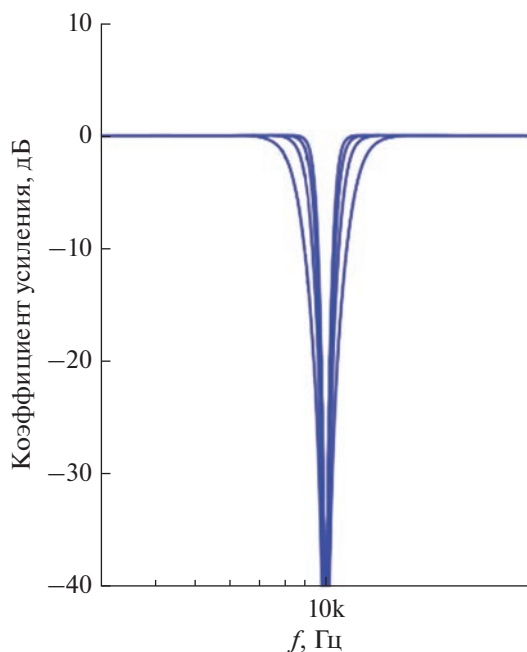


Рис. 7. Пример перестройки ширины заграждения с помощью изменения сопротивлений цифруправляемых резисторов $R5 = R16 = 5...20$ кОм.

Благодаря такой зависимости коэффициентов передаточной функции фильтра от параметров отдельных звеньев и коэффициента передачи K_1 цепи обратной связи в ПЗФ на рис. 6 возможна независимая регулировка неравномерности АЧХ в полосе пропускания Δ и масштабного коэффициента передачи M с помощью изменения $K_1 = \alpha_{пр}$. При этом полоса заграждения фильтра зависит от выбранного значения затуханий d_p в звеньях.

Значения коэффициентов передач звеньев G (независимо от реализуемых ими передаточных функций) выбраны равными, но это не является обязательным условием при реализации конкретной схемы фильтра 4-го порядка.

В результате компьютерного моделирования в программе Micro-Cap [19] схемы ПЗФ (см. рис. 6) было получено семейство АЧХ фильтра (рис. 7) при изменении сопротивлений цифруправляемых резисторов $R5 = R16 = 5...20$ кОм, которое подтвердило работоспособность и рассмотренные выше свойства предлагаемого схемотехнического решения.

Пример АЧХ ПЗФ на рис. 6 с десятикратной перестройкой частоты режекции фильтра за счет изменения сопротивления цифруправляемых резисторов $R9 = R10 = R20 = R21 = 10...100$ кОм показан на рис. 8.

Рассмотренные выше ПЗФ рекомендуется использовать при построении адаптивных филь-

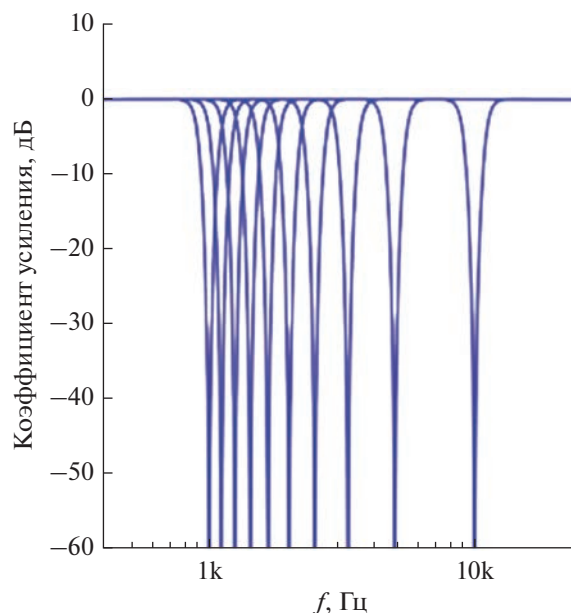


Рис. 8. Перестройка частоты режекции фильтра без изменения ширины заграждения.

тров для поиска и подавления нежелательных помех с заранее неизвестными частотами. Это крайне актуальная практическая задача, которая не решается в классических режекторных ПЗФ, в том числе выпускаемых ведущими микроэлектронными фирмами мира Texas Instruments [1, 2, 4] и Analog Devices [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены четыре новые структуры полосно-заграждающих фильтров 4-го порядка с учетом влияния коэффициентов передачи их звеньев на основные параметры, которые допускают независимую настройку разными цифруправляемыми резисторами.

В качестве примера исследован ПЗФ 4-го порядка с регулировкой полосы задерживания. Благодаря зависимости коэффициентов передаточной функции фильтра от параметров отдельных звеньев здесь возможно задание неравномерности АЧХ в полосе пропускания за счет изменения коэффициента передачи по цепи общей обратной связи. При этом полоса заграждения фильтра зависит от выбранного затухания звеньев ПЗФ. Рассмотренные полосно-заграждающие фильтры рекомендуются для практического использования в медицинском приборостроении, акустических измерениях, адаптивных устройствах радиотехники и связи.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 18-79-10109-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. Carter, R. Mancini*, "Op Amps for everyone", Newnes, 2017. P. 464.
2. *Картер Б., Манчини Р.* Операционные усилители для всех. Сер.: Схемотехника / Пер. с англ. М.: Додэка XXI, 2011.
3. *Zumbahlen H.* Bainter Notch Filter. Mini Tutorial MT-203. Norwood: Analog Devices, 2012. 2p.
4. *Carter B.* Filter Design in Thirty Seconds. Application Report SLOA093. Dallas: Texas Instruments, 2001, 14 p.
5. *Ana Gasca Sienes.* Didactic and Interactive Material as a Complement to the Filter Theory. Bachelor thesis. Barcelona: Escola Tècnica Superior d'Enginyeria Industrial, 2021. 104 p. <https://upcommons.upc.edu/bitstream/handle/2117/338200/memoria-tfg-ana-gasca.pdf?sequence=2&isAllowed=y>
6. *Фролов А.В.* Цифровая обработка биомедицинских сигналов и изображений. Минск: БГУИР, 2016.
7. *Денисенко Д.Ю., Прокопенко Н.Н., Иванов Ю.И.* Режекторный фильтр четвертого порядка // Пат. РФ № 2760930. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 34 от 01.12.2021.
8. *Денисенко Д.Ю., Прокопенко Н.Н., Бутырлагин Н.В., Клейменкин Д.В.* Режекторный фильтр четвертого порядка // Пат. РФ № 2749400. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 16 от 09.06.2021.
9. *Денисенко Д.Ю., Прокопенко Н.Н., Бутырлагин Н.В., Титов А.Е.* Режекторный фильтр четвертого порядка // Пат. РФ № 2748608. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 16 от 28.05.2021.
10. *Денисенко Д.Ю., Прокопенко Н.Н., Бугакова А.В.* Режекторный фильтр четвертого порядка // Пат. РФ № 2754924. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 25 от 08.09.2021.
11. *Ланнэ А.А.* Справочник по расчету и проектированию ARC-схем. М.: Радио и связь, 1984.
12. *Мошиц Г., Хорн П.* Проектирование активных фильтров / Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
13. *Капустян В.И.* Проектирование активных РС-фильтров высокого порядка. М.: Радио и связь, 1985.
14. *Демин А.А., Макркин В.В., Масленников В.В., Сироткин А.П.* Активные избирательные устройства радиоаппаратуры. М.: Радио и связь, 1987.
15. *Остапенко А.Г.* Анализ и синтез линейных радиоэлектронных цепей с помощью графов. М.: Радио и связь, 1985.
16. *Сигорский В.П., Петренко А.И.* Основы теории электронных схем. Киев: Вища школа, 1971.
17. *Коледов Л.А.* Технология и конструирование микросхем, микропроцессоров и микросборок: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1989.
18. *Крутинский С.Г., Иванов Ю.И., Крикун И.Я.* // Радиотехника. 1989. № 8. С. 15.
19. Micro-Cap 12 Analog / Digital Simulator Electronic Circuit Analysis Program, June 2018. https://www.spectrum-soft.com/download/mc12_brochure.pdf.

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 620.92

АВТОНОМНАЯ СИСТЕМА СБОРА И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ БИОТОПЛИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

© 2023 г. В. В. Колесов^а, А. В. Смирнов^{а, *}, М. М. Серебров^а,
В. В. Кашин^а, Ю. В. Плеханова^б, А. Н. Решетилов^б

^а Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^б Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН,
Пушкинский научный центр биологических исследований РАН,
просп. Науки, 3, Пушкино Московской обл., 142290 Российская Федерация

*E-mail: andre-smirnov-v@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.03.2022 г.

После доработки 02.03.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Продemonстрирована работоспособность макета системы микроэнергетики — накопителя энергии “биотопливный элемент (БТЭ)—конвертер-конденсатор”, позволяющего преобразовывать низковольтное входное напряжение от нестабильного источника энергии до стандартного рабочего напряжения, используемого в радиоаппаратуре. При последовательном включении двух биотопливных ячеек напряжение суммировалось и составляло ~500 мВ, а выходной накопительный конденсатор в 100 мкФ за 13 мин заряжался до рабочего напряжения 3.1 В при холодном пуске конвертора. Показано, что процесс накопления энергии существенно зависит от емкости конечного накопителя и от характера потребления энергии. Разработанная схема может использоваться для других нестабильных источников энергии.

DOI: 10.31857/S0033849423020109, EDN: LCSQOW

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Отсутствие малогабаритных энергоемких автономных источников питания является серьезным препятствием при реализации многих проектов в микроэлектронике и робототехнике. Например, при разработке микроэлектронных терминальных устройств для создания телекоммуникационной сенсорной самонастраивающейся сети (так называемой “умной пыли”) камнем преткновения являются массогабариты и ресурс источника питания [1].

Новое качество в энергетических технологиях заключается в использовании так называемой “микроэнергетики” — раздела энергетики, связанной с производством энергии при помощи компактных микро- и маломощных источников различной природы. С появлением микроэлектронных устройств с потребляемой мощностью несколько микроватт стало возможным эффективно использовать избыточную энергию технологических и природных процессов, распределенную в окружающем пространстве. Источниками такой избыточной энергии в окружающей среде могут быть свет, тепло, биохимические реакции, механическая вибрация, а также излучае-

мые радиосигналы или любой другой источник, энергия которого может быть преобразована в электрическую и накапливаться в аккумуляторах и суперконденсаторах (ионисторах). Эти источники энергии могут быть использованы для организации автономного электропитания в мобильных электронных гаджетах, стационарных энергетических системах и в устройствах, для работы которых требуется приложение импульсной мощности [2–5].

Для этой цели могут быть использованы различные преобразователи, например, термоэлектрический генератор для преобразования градиента температур [6], пьезоэлектрический элемент для преобразования вибраций [7], фотогальванический элемент для преобразования солнечного или искусственного света [8], широкополосные выпрямляющие антенны (ректенны) при детектировании фонового электромагнитного излучения [9, 10], биотопливные элементы [11]. Даже перепад влажности может быть преобразован в электрическую энергию [12]. Эти, так называемые “бесплатные” источники энергии могут быть использованы для организации автономного электропитания микромощного электронного оборудования и компонентов.

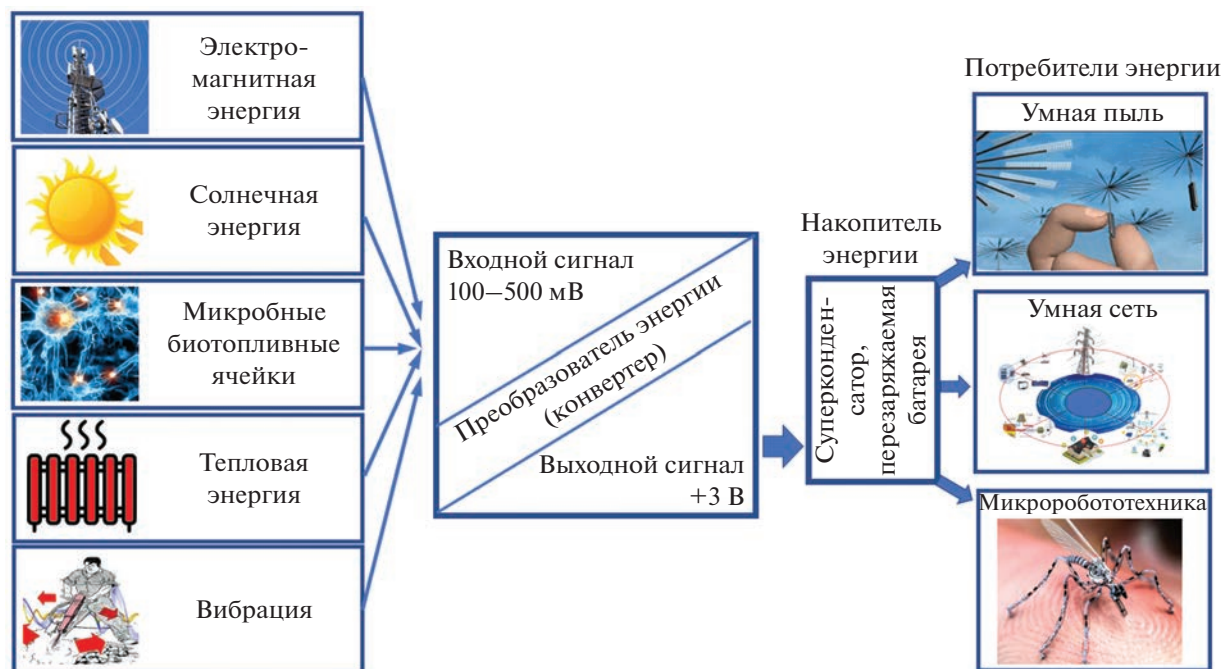


Рис. 1. Схематическое изображение системы микроэнергетики с различными нестабильными источниками энергии.

Для успешного конструирования полностью автономных систем беспроводных датчиков требуются энергосберегающие микроконтроллеры и преобразователи, потребляющие минимальную электрическую энергию, получаемую из мало-мощных окружающих источников [13, 14].

В системе микроэнергетики ключевыми элементами являются:

- источник — преобразователь избыточной фоновой энергии в электрическую;
- DC-DC-конвертор, преобразующий низковольтное напряжения от источника до стандартного уровня, используемого в микроэлектронике;
- накопительное устройство для накопления энергии и передачи ее потребителю.

Типовая конфигурация системы микроэнергетики с накоплением энергии на основе различных нестабильных источников энергии представлена на рис. 1. В конверторах такого типа используется технология накачки заряда или зарядовые насосы (charge pump). Данная технология основана на методе летающего конденсатора, когда заряд поочередно переносится от входного конденсатора к системе других конденсаторов, включенных последовательно, с помощью системы электронных переключателей [15].

Зарядовые насосы эффективно используются при нестабильном малом входном напряжении и микроомной нагрузке. Такая ситуация типична для систем микроэнергетики, когда основную часть времени нагрузка находится в спящем режиме.

Цель данной работы — создание и исследование прототипа системы микроэнергетики — сбор, преобразование и накопление энергии, на основе биотопливного элемента, использующего ферментативные биохимические реакции бактерий, DC-DC-конвертера и емкостного накопителя.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Разработка и создание электронного преобразователя энергии

Основой разрабатываемого DC-DC-конвертора служит микросхема bq25504 (Texas Instruments). Микросхема представляет собой эффективный повышающий конвертор напряжения для работы с микро- и милливаттными источниками энергии. В этом устройстве реализован высокоэффективный повышающий преобразователь с зарядным насосом. Повышающий преобразователь микросхемы начинает работать при входной мощности порядка микроватта. После запуска повышающий преобразователь/зарядное устройство может эффективно извлекать энергию из низковольтных источников.

Конвертор имеет малый ток покоя с типовым значением 330 нА и достаточно высокий КПД, превышающий 80%. Низкое напряжение “холодного запуска” (330 мВ) позволяет конвертору включаться при низком уровне сигнала от разных низковольтных устройств. Эффективно используя низковольтное входное напряжение, конвертор обеспечивает питанием собственную работу,

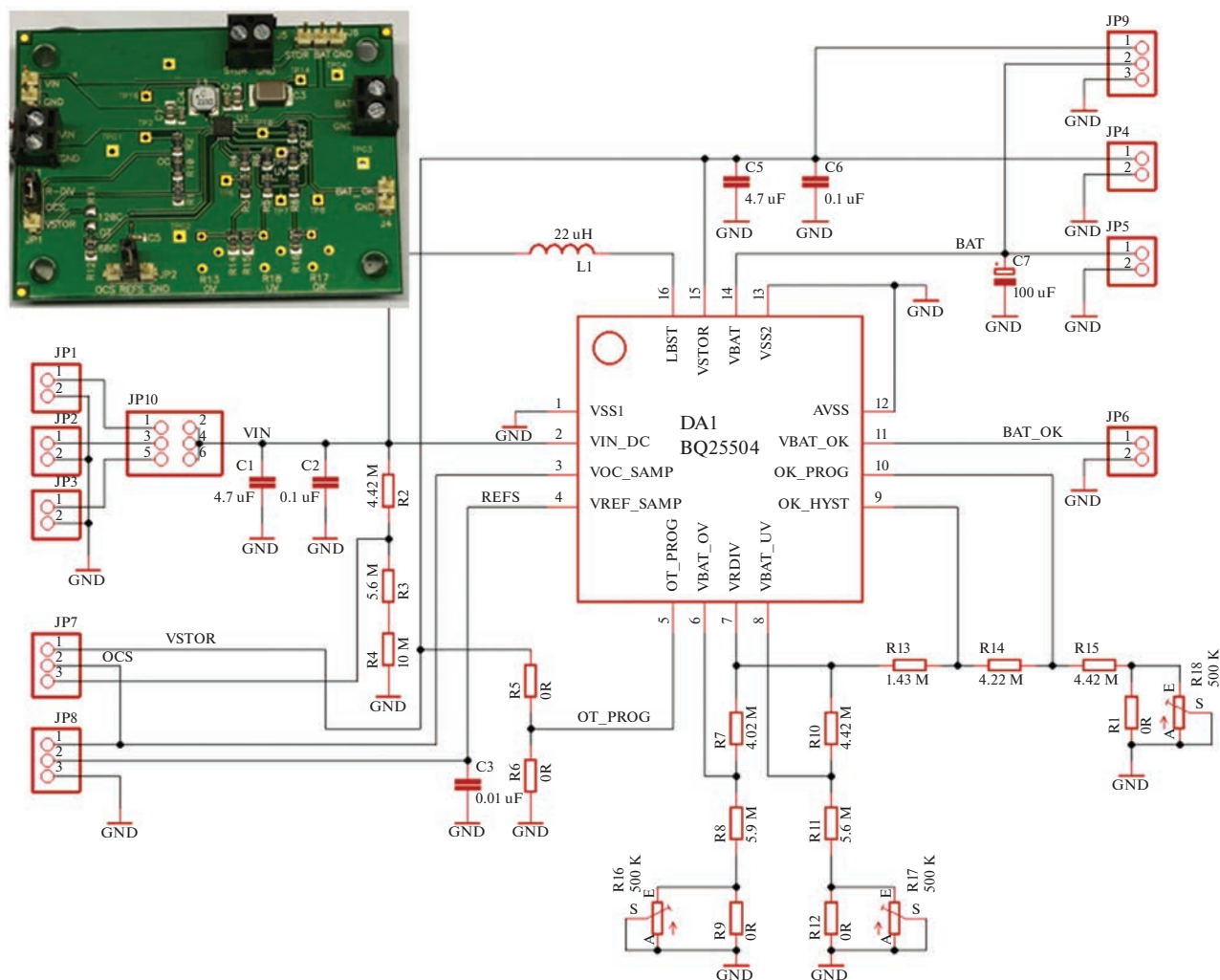


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема DC-DC-конвертора и фото экспериментальной макетной платы конвертора на базе микросхемы bq25504; размер макетной платы 40 × 50 мм.

преобразует и повышает входное напряжение до уровня 3 В и может после запуска накапливать извлеченную энергию в элементах различных типов, включая аккумуляторы и ионисторы при входном напряжении 130 мВ. Программируемые настройки позволяют использовать микросхему преобразователя с разнообразными источниками и накопителями энергии, такими как аккумуляторы различных типов и ионисторы.

Для устойчивой работы с потребляющими устройствами системам микроэнергетики с преобразованием энергии обычно требуется какой-либо элемент хранения и накопления энергии. Наиболее целесообразно накапливать энергию непосредственно в емкостных и электрохимических заряжаемых элементах (малогабаритных аккумуляторах). В настоящее время активно разрабатываются гибридные накопительные устройства, в которых используются суперконденсаторы с электрохимическими фарадеевскими процессами [16]. Накопи-

тельный элемент должен иметь способность накапливать большое количество энергии, а затем быстро разряжаться, обеспечивая необходимую пиковую мощность.

Для реализации системы микроэнергетики была разработана макетная плата DC-DC-конвертора на базе микросхемы bq25504. Принципиальная электрическая схема макетной платы показана на рис. 2.

2.2. Разработка и создание биотопливного источника энергии

Системы или топливные элементы, в которых используется биологический материал, окисляющий неорганические и органические материалы, и производится генерация электрического потенциала, называются биотопливными элементами (БТЭ) [17].

В микробной клетке энергия окисления органических субстратов превращается в два компонента — электрическую часть, обеспечивающую мембранные потенциалы, и химическую, в форме аденозинтрифосфата (АТФ). По сути, БТЭ представляет модель клетки, имитирующей генерацию электрического потенциала. Электроды могут быть замкнуты нагрузочным сопротивлением, измеряя на котором напряжение и ток можно получать данные об электрической мощности БТЭ.

В классическом микробном БТЭ анодное и катодное отделения разделены протон-проницаемой мембраной. Микробные клетки окисляют субстрат в анодном отделении и выделяют электроны, переносимые на анод, а протоны — в окружающий раствор. Катодное отделение насыщается воздухом, из которого используется кислород, восстанавливаемый до воды электронами, поступившими на катод. Выделяемую электрическую мощность БТЭ (P) определяют по формуле $P = IV$, где I — ток, протекающий через внешнюю нагрузку, V — напряжение на ней. Теоретически напряжение V определяется разностью формальных потенциалов окислителя $E_{\text{окис}}$ и окисляемого субстрата $E_{\text{суб}}$, т.е. $V = E_{\text{окис}} - E_{\text{о.суб}} - \mu$. При этом существуют необратимые потери μ , снижающие реальное значение действующего потенциала. Потери обусловлены омическим сопротивлением электролита, наличием концентрационного градиента электролита, кинетическими ограничениями реакций переноса электронов на электрод, внутренним сопротивлением БТЭ. Формальный потенциал E определяется в терминах изменения свободной энергии Гиббса ΔG , связанной с реакцией окисления/восстановления вещества $E = -\Delta G/nF$, где n — число переносимых электронов, F — константа Фарадея [18].

Важнейшей задачей является улучшение параметров БТЭ, в частности, повышение энергоотдачи. Этот вопрос связан с конструкцией электродов, их типом, материалом и видом топлива. Разработке новых типов электродов придается достаточно большое значение. Задача состоит в поиске условий максимальной энергоотдачи одиночного БТЭ за счет нахождения оптимальных условий переноса заряда. При нахождении оптимальных условий следует увеличивать удельную поверхность электродов, доступную для иммобилизации биоматериала, а также тестировать используемый биоматериал для создания электродов с наименьшим внутренним сопротивлением.

Электроды для БТЭ должны обладать целым рядом уникальных свойств. Они должны обеспечивать хорошую электропроводность, химическую стойкость, биосовместимость, высокую удельную поверхность, а также возможность технологической обработки, включая армирование и введение в композитные материалы. Достаточно перспективными в этом отношении являются нанотрубки, графеноподобные материалы, например, терморасширенный графит (ТРГ) [19–23].

При производстве ТРГ окисляется исходный кристаллический графит. Окисление сводится к внедрению молекул интеркалята (ионы серной или азотной кислоты) в присутствии окислителя (перекись водорода, перманганат калия и др.) между слоями кристаллической решетки графита. Затем окисленный графит подвергается очень специфической термообработке — высокоскоростному нагреву со скоростью $400...600^\circ\text{C}/\text{с}$. Благодаря чрезвычайно высокой скорости нагрева происходит резкое выделение газообразных продуктов разложения внедренных интеркалятов из кристаллической решетки графита. В результате межслойное расстояние в графите резко увеличивается и происходит резкое увеличение удельной поверхности и пористости графита [24].

Технологии терморасширения интеркалированных графитовых частиц и получение высокопористых электропроводящих материалов с хорошо развитой поверхностью относятся к нанотехнологическим процессам.

Таким образом, ТРГ является материалом, обладающим хорошей электрической проводимостью, высокой удельной площадью поверхности, до $2000 \text{ м}^2/\text{г}$, биосовместимостью, химической устойчивостью в агрессивных средах и может долгое время находиться в технической эксплуатации [24]. Эти качества позволяют обеспечить при иммобилизации на поверхности электрода из ТРГ высокую поверхностную концентрацию бактерий или их мембранных фракций. ТРГ дает также возможность формировать электроды различной формы простой методикой прессования.

В конструкции разработанного БТЭ был реализован вариант биоанода на основе ТРГ с иммобилизованными интактными клетками *Glucobacter oxydans*. Микробные клетки осадились на углеродный биоанод непосредственно из раствора, в качестве дополнительной фиксирующей матрицы использовался хитозан [25].

На рис. 3 представлены изображения поверхности электродов из ТРГ до и после иммобилизации бактериальных клеток, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа (СЭМ). Клетки бактерий адсорбируются на поверхности ТРГ с достаточно высокой плотностью и представляют собой фактически монослой.

2.3. Установка исследования конвертерного накопления энергии с БТЭ

Измерительная ячейка представляла собой два последовательно включенных БТЭ с напряжением холостого хода для каждого $\sim 250 \text{ мВ}$. При последовательном включении напряжение суммировалось и составляло $\sim 500 \text{ мВ}$. Объем анодного отделения был равен объему катодного и составлял 5 мл . В ка-

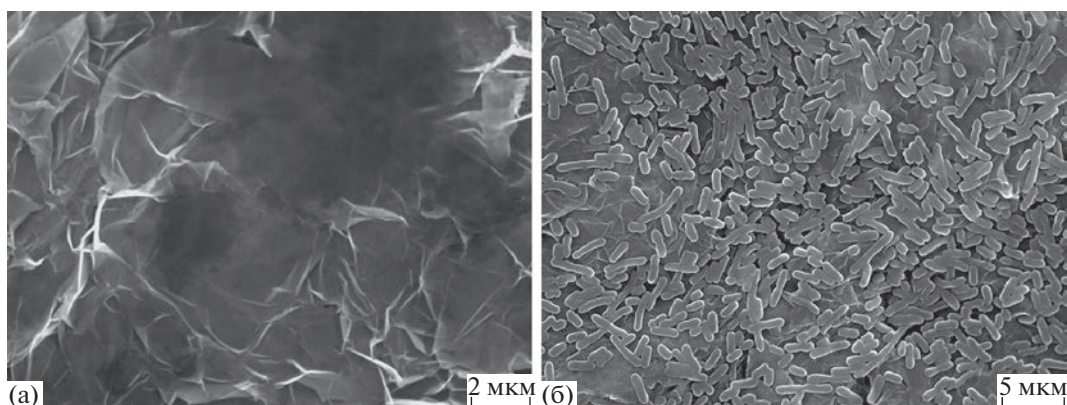


Рис. 3. СЭМ-изображение поверхности электрода из ТРГ до (а) и после (б) иммобилизации клеток *G. oxydans*.

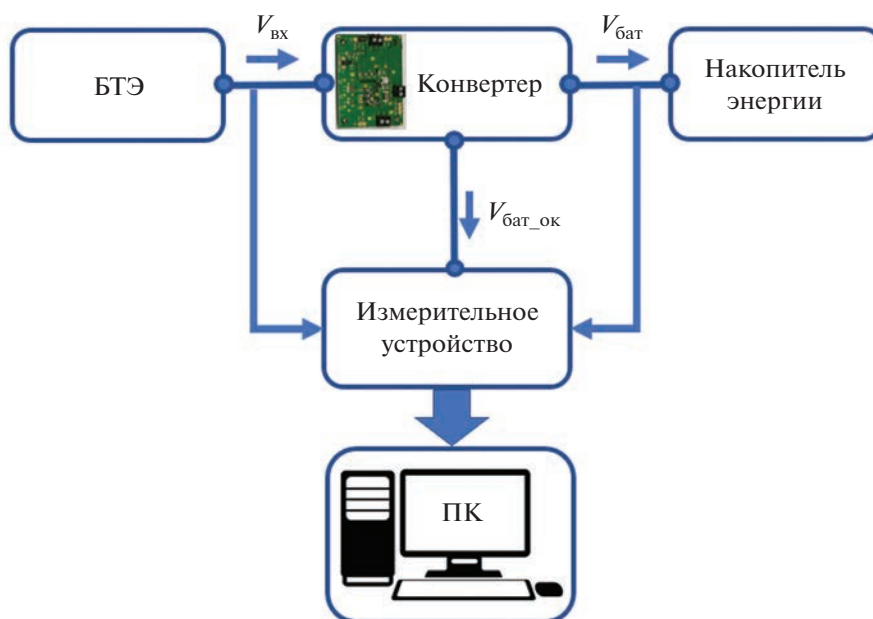


Рис. 4. Блок-схема устройства сбора, преобразования и хранения энергии, включающего: БТЭ, DC-DC-конвертер, накопитель энергии, измерительное устройство, ПК – персональный компьютер, оснащенный платой сбора данных; $V_{\text{бат}}$ – напряжение батареи; $V_{\text{вх}}$ – входное напряжение с БТЭ; $V_{\text{бат_ок}}$ – программируемый диапазон напряжения для порогового напряжения, указывающего на то, что батарея в порядке.

честве электродов анода и катода использовали биоаноды на основе ТРГ. Электролитическая связь анодной и катодной кювет одиночного БТЭ осуществлялась через нафионовую протон-проницаемую мембрану.

Иммобилизация мембранных фракций микроорганизмов осуществлялась путем включения их в гель хитозана, нанесенный на поверхность электрода. В качестве базового раствора использовали 25 мМ калий-натрий фосфатный буфер, рН 6.0, с добавлением 50 мМ хлорида натрия.

В качестве субстрата для окисления использовали глюкозу и этиловый спирт. Для фиксации электрических потенциалов в процессе биохимических реакций во внешнюю цепь включали гальванопотенциостат (IPSCMicro, “Кронас”, Россия).

Регистрацию циклических вольт-амперных характеристик (ЦВА) проводили при скорости развертки 3 мВ/с.

Комплекс накопителя энергии был представлен платой DC-DC-конвертора, к которому подключали: источник нестабильной энергии в виде двух включенных последовательно микробных БТЭ, конденсатор в качестве накопителя энергии и измерительное устройство, сопряженное с персональным компьютером (ПК), оснащенным программой для регистрации данных (рис. 4). Измерительное устройство имело высокое входное сопротивление для того, чтобы исключить шунтирующее влияние на режим накопления конвертером. Режим накопления энергии тестировали на накопительных конденсаторах с различной

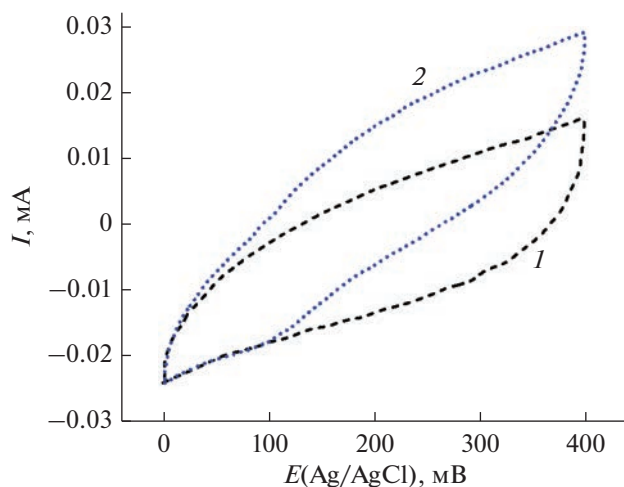


Рис. 5. ЦВА, записанные для ТРГ-электрода с иммобилизованными целыми клетками *G. oxydans* в 30 мМ калий-натрий-фосфатном буферном растворе при рН 6.0 (кривая 1) и в присутствии ДХФИФ (8 мкМ) и этанола (10 мМ) (кривая 2).

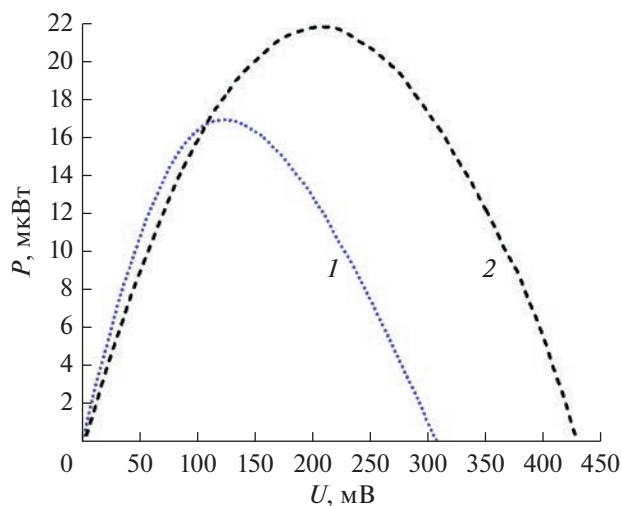


Рис. 6. Мощностные характеристики для одиночного (кривая 1) и двух последовательно включенных БТЭ (кривая 2).

емкостью. Запуск комплекса происходил при достижении значения входного напряжения 330 мВ. После старта значение входного напряжения может снижаться ниже стартового значения напряжения. Предельное минимальное значение входного напряжения составляло порядка 100 мВ, обеспечивая повышение выходного напряжения до 3.1 В.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для уверенного старта комплекса использовались два БТЭ, включенные последовательно.

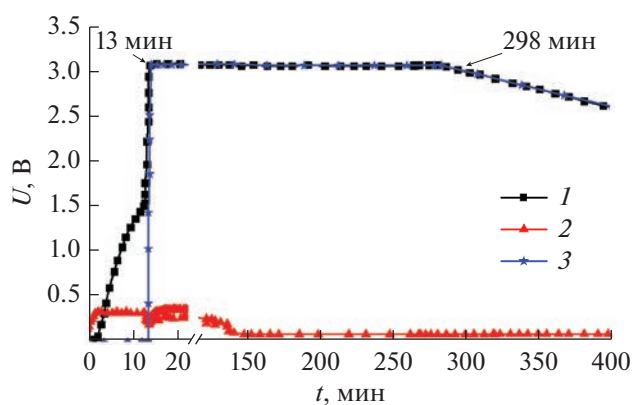


Рис. 7. Циклограмма накопления электрической энергии на емкости 100 мкФ в различных контрольных точках DC-DC-конвертора: $V_{\text{бат}}$ (1), $V_{\text{вых}}$ (2), $V_{\text{бат_ок}}$ (3).

Для исследования электрохимических процессов на биоаноде был использован метод циклической вольтамперометрии.

Зависимость силы тока от напряжения для одиночного и двух БТЭ, включенных последовательно, показаны на рис. 5. Видно, что последовательное включение позволяет суммировать напряжение источников, что обеспечивает условие стартового напряжения конвертера $U_{\text{старт}} \geq 330$ мВ. Видно, что биоэлектрокаталитический ферментативный механизм окисления этанола бактериальной флорой дает значительное увеличение анодного тока по сравнению с контрольным состоянием.

Мощностные характеристики для одиночного и последовательно включенных БТЭ приведены на рис. 6. Как видим, последовательное включение БТЭ приводит к росту мощности, обусловленному ростом генерируемого напряжения.

Циклограмма выходных параметров накопителя при накопительной емкости 100 мкФ показана на рис. 7. Из рисунка видно, что выходной накопительный конденсатор в 100 мкФ за время порядка 13 мин заряжался до рабочего напряжения 3.1 В. При этом время хранения заряда до начала саморазряда за счет внутренних утечек составляло ~5 ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрирована работоспособность макета комплекса накопителя энергии “БТЭ—конвертер—конденсатор”, позволяющего преобразовывать низковольтное входное напряжение от нестабильного источника энергии до стандартного рабочего напряжения, используемого в радиоаппаратуре. Показано, что процесс накопления энергии существенно зависит от емкости конечного накопителя и от характера по-

требления энергии. Разработанная схема может использоваться для других нестабильных источников энергии.

В настоящее время маломощные и долгоживущие источники электрического питания требуются целому классу устройств в телекоммуникационной и биомедицинской сфере. Традиционные химические источники обладают высокой мощностью, но при этом срок службы не превышает 5 лет.

Высокоэффективные, маломощные системы сбора энергии из окружающей среды, совмещенные с “умным” зарядным устройством, значительно расширяют возможности прикладных разработок в различных областях науки, техники и медицины. Применение автономных систем микроэнергетики на основе сбора энергии из окружающей среды для питания микромощных электронных устройств устраняет необходимость в проводах и батареях питания, создавая возможности для существования цифровой экосистемы Интернета вещей.

Таким образом, создание новых восполняемых источников питания на основе систем с накоплением и аккумуляцией энергии в различных буферных устройствах является перспективной задачей, решение которой позволит создать новые продукты высокотехнологической отрасли экономики.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН и Института биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН (тема № 0191-2019-0018) при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-1587.2022.4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iliev N., Paprotny I.* // IEEE Sensors J. 2015. V. 15. № 10. P. 5971.
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2015.2450742>
2. *De Souza R., Casisi M., Micheli D., Reini M.* // Energies. 2021. V. 14. № 17. P. 5338.
<https://doi.org/10.3390/en14175338>
3. *Mitcheson P.D., Yeatman E.M., Rao G.K. et al.* // Proc. IEEE. 2008. V. 96. P. 1457.
<https://doi.org/10.1109/JPROC.2008.927494>
4. *Roy S., Tiang J.J., Roslee M.B. et al.* // Sensors. 2022. № 22. P. 424.
<https://doi.org/10.3390/s22020424>
5. *Mosch M., Fischerauer G., Hoffmann D.* // Sensors. 2020. № 20. P. 2519.
<https://doi.org/10.3390/s20092519>
6. *Paulraj I., Liang T.-F., Yang T.-S. et al.* // ACS Appl. Materials & Interfaces. 2021. V. 13. № 36. P. 42977.
<https://doi.org/10.1021/acsami.1c13968>
7. *Wang X.D.* // Nano Energy. 2012. V. 1. № 1. P. 13.
<https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2011.09.001>
8. *Sivasubramanian R., Vaithilingam C.A., Indira S.S. et al.* // Mater. Today Energy. 2021. V. 20. P. 100772.
<https://doi.org/10.1016/j.mtener.2021.100772>
9. *Vullers R.J.M., van Schaijk R., Doms I. et al.* // Solid-State Electronics. 2009. V. 53. № 7. P. 684.
<https://doi.org/10.1016/j.sse.2008.12.011>
10. *Смирнов А.В., Горбачев И.А., Горбунова А.В. и др.* // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2020. Т. 12. № 3. С. 313.
<https://doi.org/10.17725/rensit.2020.12.313>
11. *Bullen R.A., Arnot T.C., Lakeman J.B., Walsh F.C.* // Biosensors and Bioelectronics. 2006. V. 21. № 15. P. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.bios.2006.01.030>
12. *Zheng S., Tang J., Lv D. et al.* // Adv. Mater. 2022. V. 34. № 4. P. 2106410.
<https://doi.org/10.1002/adma.202106410>
13. *Armstrong T.* // Electronics World. 2010. V. 116. № 1894. P. 26.
14. *Wang H., Jasim A., Chen X.* // Appl. Energy. 2018. V. 212. P. 1083.
<https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.12.125>
15. *Бабенко В.П., Битюков В.К.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 9. С. 907.
<https://doi.org/10.31857/S0033849421090023>
16. *Вольфкович Ю.М.* // Электрохимия. 2021. Т. 57. № 4. С. 197.
<https://doi.org/10.31857/S0424857021040101>
17. *Решетиллов А.Н.* // Прикладная биохимия и микробиология. 2015. Т. 51. № 2. С. 268.
<https://doi.org/10.7868/S055510991502018X>
18. *Willner I., Yan Y.-M., Willner B., Tel-Vered R.* // Fuel Cells. 2009. V. 9. № 1. P. 7.
<https://doi.org/10.1002/fuce.200800115>
19. *Reshetilov A.N., Plekhanova Y.V., Tarasov S.E. et al.* // Appl. Biochemistry Microbiology. 2017. V. 53. № 1. P. 123.
<https://doi.org/10.1134/S0003683817010161>
20. *Hanxun Qiu, Xuebin Han, Feilong Qiu et al.* // Appl. Surface Sci. 2016. V. 376. P. 261.
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2016.03.018>
21. *Cheng L., Li X.-J., Li J. et al.* // New Carbon Mater. 2020. V. 36. № 6. P. 684.
[https://doi.org/10.1016/S1872-5805\(20\)60522-4](https://doi.org/10.1016/S1872-5805(20)60522-4)
22. *Wang Y.-H., Qiu H.-X., Wang Z. et al.* // New Carbon Mater. 2015. V. 30. № 3. P. 214.
<https://doi.org/10.1016/j.carbon.2015.06.045>
23. *Reshetilov A.N., Kitova A.E., Tarasov S.E. et al.* // Радиоэлектроника, Наносистемы, Информационные Технологии. 2020. V. 12. № 4. P. 471.
<https://doi.org/10.17725/rensit.2020.12.471>
24. *Gorshenev V.N., Bibikov S.B., Novikov Yu.N.* // Rus. J. Appl. Chem. 2003. V. 76. № 4. P. 603.
25. *Plekhanova Yu., Tarasov S., Kolesov V. et al.* // Membranes. 2018. V. 8. № 4. P. 99.
<https://doi.org/10.3390/membranes8040099>