
СОДЕРЖАНИЕ

Том 66, номер 10, 2021

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Проектирование и экспериментальное исследование делителей на EBG волноводах

С. Е. Банков, Е. В. Фролова, В. И. Калинин 939

Плазмонные резонансы в кластере, образованном выпукло-вогнутым наноцилиндром из серебра с двумя цилиндрическими вставками из стекла

А. П. Анютин 951

Поверхностный импеданс структуры “толстый” лед–море” в диапазоне от сверхдлинных до ультракоротких радиоволн

Ю. Б. Башкуев, Л. Х. Ангархаева, Д. Г. Буянова, В. П. Мельчинов 959

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Синтез многолучевых диаграмм направленности для улучшения характеристик радиолокационных станций с активной фазированной антенной решеткой

В. А. Кашин, И. С. Шурыгина 966

Трехфокальная трехслойная волноводно-щелевая антенная решетка

В. А. Калошин, Д. Т. Ле 974

ТЕОРИЯ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

Защита цепей питания постоянного тока от короткого замыкания в нагрузке

Д. Н. Борисенко, А. А. Жохов, Б. С. Редькин 980

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Алгоритмы поддержки принятия решений при детектировании эпилептических приступов в данных длительного синхронного видео-электроэнцефалографического мониторинга

И. А. Кершнер, Д. М. Мурашов, Ю. В. Обухов, М. В. Синкин 989

Расчет оптической системы голографического модуля на основе двухлинзового интерферометра общего пути

В. И. Батшев, А. Г. Власова, О. В. Польщикова, А. С. Мачихин, В. Э. Пожар 997

Оценка восстановления межканальных фазовых связей электроэнцефалограмм при когнитивных тестах у пациентов с черепно-мозговой травмой до и после реабилитации

Р. А. Толмачева, Ю. В. Обухов, Л. А. Жаворонкова 1004

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Времяразрешающая рентгеноакустическая дифрактометрия перспективных кристаллических материалов в условиях одноосных механических нагрузок

*В. И. Аккуратов, А. Е. Благов, Ю. В. Писаревский, А. В. Таргонский, Я. А. Элиович,
Н. А. Моисеева, М. В. Ковальчук*

1011

Особенности исследования жидких сред методом ядерного магнитного резонанса в слабом магнитном поле

В. В. Давыдов, В. И. Дудкин, Д. И. Николаев, А. В. Мороз, Р. В. Давыдов

1017

Неомическая проводимость высокоомных слоев алмазоподобного углерода

*С. Н. Николаев, А. С. Веденеев, В. А. Лузанов, А. В. Емельянов, А. М. Козлов,
А. С. Бугаев, В. В. Рыльков*

1024

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Способ создания высокочувствительных двухступенчатых холловских магнитометров с повышенными линейностью и пространственным разрешением

Х. Р. Ростами, И. П. Никитин, В. А. Лузанов

1029

ХРОНИКА

Памяти Владислава Ивановича Пустовойта

1039

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛИТЕЛЕЙ НА EBG ВОЛНОВОДАХ

© 2021 г. С. Е. Банков^а, *, Е. В. Фролова^а, В. И. Калинин^а

^аИнститут 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 15.01.2021 г.

После доработки 27.04.2021 г.

Принята к публикации 18.05.2021 г.

Рассмотрены Y- и T-делители на трехрядных EBG-волноводах на основе электромагнитного кристалла в виде двумерно-периодической решетки металлических цилиндров, размещенных внутри плоского волновода. Рассмотрены делители, имеющие входы/выходы в виде трехрядных EBG-волноводов, ориентированных вдоль главных и диагональных оптических осей кристалла. При помощи электродинамического моделирования в среде HFSS проведена оптимизация делителей для реконфигурируемых EBG-схем с двух- и трехпозиционным управлением. Показано, что в диапазоне частот 1.5 : 1 элементы с двухпозиционным управлением обеспечивают согласование на уровне не лучше –15 дБ, а элементы с трехпозиционным управлением согласованы на уровне, близком к –20 дБ. Проведено экспериментальное исследование делителей для реконфигурируемых схем с двухпозиционным управлением, результаты которого подтвердили основные выводы электродинамического моделирования.

DOI: 10.31857/S003384942110003X

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Данная работа является продолжением исследования базовых элементов, реконфигурируемых СВЧ-схем на основе электромагнитных кристаллов (ЭМК). Первые результаты исследования были изложены в [1]. Указанная работа посвящена проектированию и экспериментальному исследованию поворотов EBG-волноводов, которые являются базовыми линиями передачи отмеченных выше реконфигурируемых схем.

Как мы указывали в прежних работах, существует несколько типов EBG-волноводов, отличающихся геометрической структурой: одно-, двух- и трехрядные волноводы, а также ориентацией относительно осей кристалла: осевые и диагональные. Можно отметить еще один фактор, отличающий EBG-волноводы друг от друга, а именно, тип сетки ЭМК. В работах, посвященных исследованию волноводов данного типа (см., например, [2] и другие наши работы 2020 г.), рассматривались ЭМК с квадратной и треугольной сетками. В работе [1] исследовались повороты на EBG-волноводах определенного типа в кристаллах с квадратной сеткой. Здесь мы также ограничимся теми же типами волноводов в ЭМК с квадратной сеткой.

Кроме отмеченных выше признаков, позволяющих классифицировать волноводы по геомет-

рической структуре, ориентации в пространстве и типу ЭМК, следует отметить еще один фактор, который относится уже не только к волноводам, но характеризует в целом схему, частью которой является волновод. Этот фактор определяет тип управления. Способы управления отличаются видами управляющих воздействий: электронное, механическое, электромеханическое, а также характером изменения указанных воздействий: непрерывный и дискретный. Основываясь на тех же принципах, что и в работе [1], мы исследуем структуры с механическим и электромеханическим дискретным управлением. При этом способы дискретного управления различаются числом состояний или позиций, в которых может находиться управляющий фактор: двух-, трех- и многопозиционное (в общем случае) управление. Объектом нашего исследования являются схемы с двух- и трехпозиционным управлением.

Одной из целей этого исследования является определение потенциально достижимых показателей качества базовых элементов реконфигурируемых схем в зависимости от типа дискретного управления. Исследованные в работе [1] повороты EBG-волноводов являлись четырехполосными СВЧ-устройствами, функция которых состоит в полной передаче мощности с одновременным изменением направления ее распространения. Ос-

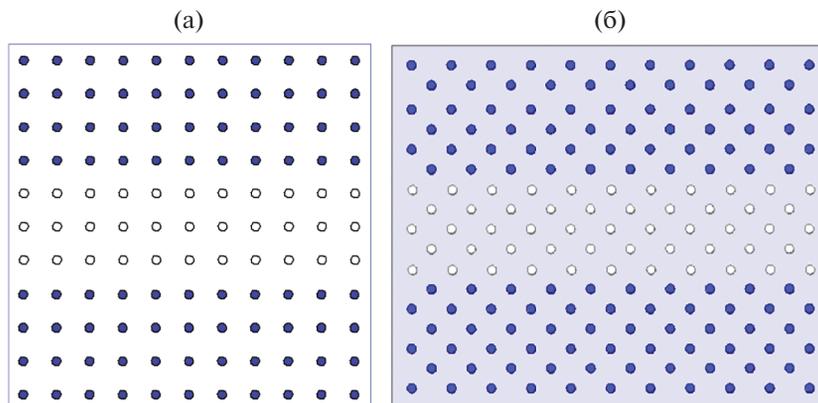


Рис. 1. Осевой (а) и диагональный (б) EBG-волноводы.

новным показателем качества такого устройства является его согласование, т.е. величина коэффициента отражения $|S_{11}|$ или обратных потерь (return loss) $RL = 20 \lg |S_{11}|$. По определению, обратные потери — это коэффициент отражения, выраженный в децибелах. Другим показателем качества является полоса частот, в которой параметр $|S_{11}|$ не превышает некоторого заданного значения.

Делитель мощности представляет собой СВЧ-шести полюсник с тремя портами. При этом выделяются центральный и боковые входы. Функциональное назначение делителя состоит в передаче мощности с центрального на боковые входы с минимальными потерями. В этом случае основным показателем качества так же, как и в работе [1], является коэффициент отражения от центрального входа, который по умолчанию имеет номер 1. Боковые входы имеют номера 2 и 3. Все рассмотренные ниже структуры имеют плоскость симметрии, которая обеспечивает равное деление мощности между боковыми входами. Поскольку исследуемые делители относятся к классу взаимных волноводных элементов с малыми тепловыми потерями, то при условии малого коэффициента отражения $|S_{11}|$ остальные элементы матрицы рассеяния имеют известные фиксированные значения [6]. По этой причине мы не рассматриваем далее их поведение. Основное внимание будет уделено исследованию частотной зависимости коэффициента отражения по центральному входу и его минимизации в полосе частот.

В работе [1] было показано, что двухпозиционные повороты могут быть согласованы на уровне -15 дБ в диапазоне частот, близком к 1.5. Под диапазоном частот мы понимаем отношение верхней частоты к нижней. Переход к трехпозиционным структурам обеспечивает уменьшение коэффициента отражения до -20 дБ в той же полосе рабочих частот. Указанные уровни согласования и диапазонов частот мы будем использовать в дан-

ной работе в качестве целевых значений для оптимизации двух- и трехпозиционных делителей мощности.

Конструктивная реализация управляемых элементов ЭМК описана в работе [1]. Она остается неизменной, и поэтому здесь ее не обсуждаем. Для нас важно, что управляющим параметром можно считать радиус металлических цилиндров, формирующих ЭМК. Отметим, что ЭМК представляет собой периодическую решетку металлических цилиндров с квадратной сеткой. Цилиндры расположены внутри плоского волновода (ПВ) в виде двух параллельных металлических экранов.

На первом этапе исследования проведена оптимизация делителей и определена их структура. Для этого используем систему электродинамического моделирования HFSS. На втором этапе будет проведено экспериментальное исследование элементов с двухпозиционным управлением. Экспериментальное исследование делителей мощности состоит в измерении достаточно малых коэффициентов отражения. Связанные с особенностями измерительной аппаратуры проблемы и способы их решения описаны в [1].

2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕВЫХ Y-ДЕЛИТЕЛЕЙ НА EBG ВОЛНОВОДАХ

Осевой трехрядный и диагональный пятирядный EBG волноводы изображены на рис. 1а, 1б. Их получают путем удаления из ЭМК трех и пяти рядов цилиндров, ориентированных вдоль главных и побочных (диагональных) оптических осей кристалла. На основе результатов наших более ранних работ, 2019 и 2020 гг., были выбраны параметры ЭМК: период $P = 5.75$ и радиус цилиндра $R = 1$. Высота ЭМК $h = 10$. Все размеры здесь и далее приводятся в миллиметрах. Данные параметры

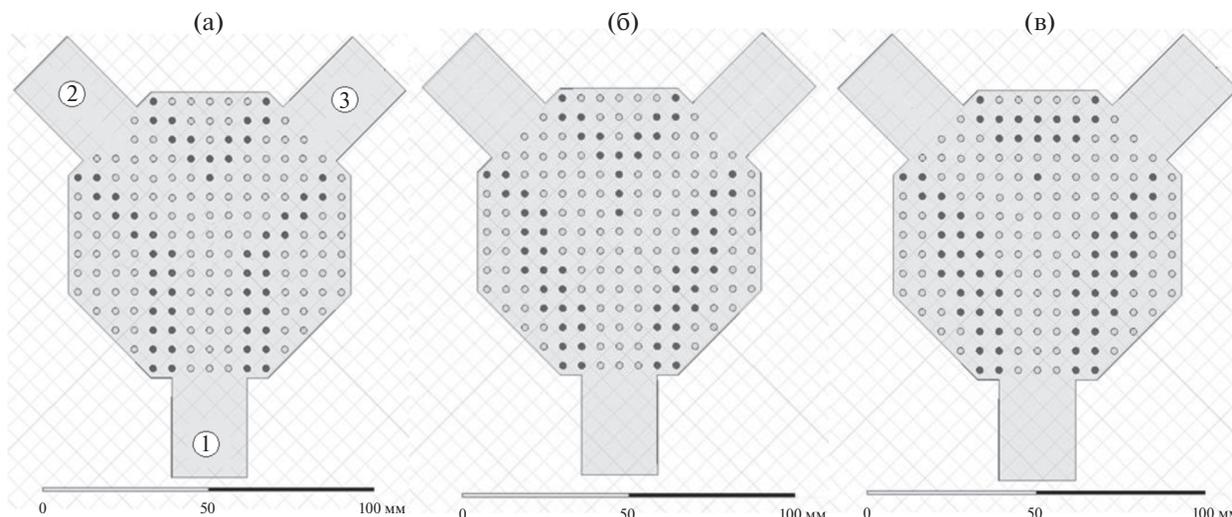


Рис. 2. Варианты двухпозиционных Y-делителей: базовый (а), с расширением центрального волновода (б), с разреженной центральной частью (в).

соответствуют рабочему диапазону частот 7...13 ГГц стандартного металлического волновода сечением 23×10 .

На практике волноводные элементы имеют более узкий рабочий диапазон, так как на нижних частотах их характеристики ухудшаются из-за близости к критической частоте основной волны, а на верхнем краю полосы из-за появления паразитных резонансов, связанных с высшими типами волн. Поэтому при оптимизации ЕВГ-элементов мы стремились к достижению приемлемых характеристик в диапазоне частот 8...12 ГГц.

Делители мощности на ЕВГ-волноводах относятся к классу Н-плоскостных волноводных разветвлений, которые известны в теории и технике СВЧ-устройств [9]. Для достижения хорошего согласования таких элементов используются следующие подходы. Первый состоит в создании плавного волноводного перехода. Как правило, он включает две части: плавное расширение центрального волновода и изгибы боковых плеч. Второй подход предполагает применение согласующих зеркал. Дискретная структура ЕВГ-волновода плохо подходит для формирования плавных нерегулярностей, таких как изгиб. Поэтому основным было выбрано второе направление.

Рассмотрим далее двухпозиционный осевой Y-делитель мощности. Исходный вариант такого делителя показан на рис. 2а. Видно, что центральный вход 1 устройства выполнен на основе вертикального осевого трехрядного ЕВГ-волновода. Темными кружками на рис. 2а–2в показаны металлические цилиндры, удаленные из ЭМК. Еще раз отметим, что двухпозиционное управление подразумевает для элемента ЭМК два состояния: полное погружение в

ПВ и удаление из ПВ. Если в качестве управляющего фактора рассматривать радиус цилиндра, то первое состояние эквивалентно тому, что цилиндр имеет радиус $R = 1$, а второе состояние соответствует нулевому радиусу, эквивалентному отсутствию цилиндра в решетке.

Из рис. 2а также видно, что боковые плечи 2, 3 устройства выполнены в виде двух диагональных пятирядных ЕВГ-волноводов. Базовый вариант такого делителя представляет собой простое сочленение трех волноводов. Оптимизация двухпозиционного делителя состоит во введении и удалении из структуры цилиндров стандартного радиуса.

Отметим, что модель, использованная для электродинамического моделирования, содержит выходы в виде отрезков стандартных металлических волноводов указанного выше сечения. По этой причине на расчетные характеристики оказывают влияние также переходы со стандартного волновода на ЕВГ-волновод. Однако, как отмечалось нами ранее (а также в работах 2019–2020 гг.), коэффициент отражения от таких переходов весьма мал. Он находится в диапазоне $-(20...30)$ дБ. Поэтому далее мы не предпринимали специальных мер для выделения коэффициента отражения собственно ЕВГ-элемента в результирующий коэффициент отражения, полагая, что они отличаются незначительно.

Первым вариантом модификации базового варианта было создание ступенчатого расширения центрального волновода, т.е. перехода от волновода стандартной ширины к волноводу удвоенной ширины. Далее в плоскости симметрии разместили продольную стенку в виде нескольких цилиндров, разделяющих волновод удвоенной ширины на два отдельных волновода, которые затем поворачи-

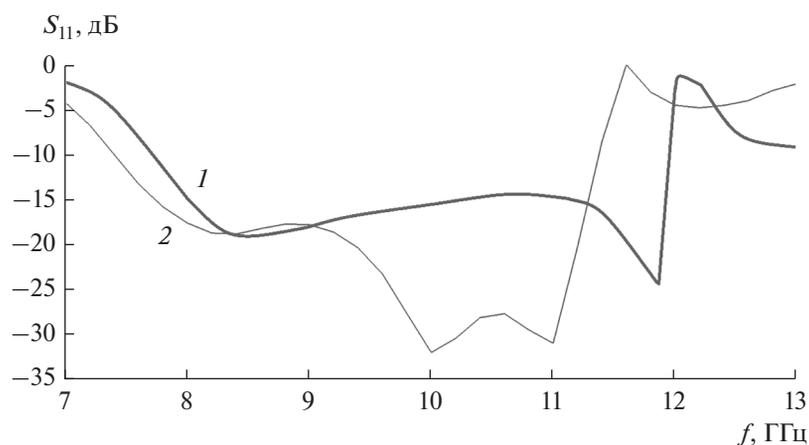


Рис. 3. Частотные характеристики осевых двухпозиционных Y-делителей: 1 — с расширением центрального волновода, 2 — с разреженной центральной частью.

вались на угол 45° . При использовании стандартных волноводных элементов имеется возможность тщательной оптимизации каждой составляющей части делителя, геометрические параметры которого допускают плавное изменение. В случае ЕВГ-волноводов такие возможности крайне ограничены дискретной структурой устройства.

На рис. 2б представлена оптимизированная конструкция Y-делителя, построенного по описанной выше схеме. Частотная зависимость модуля его коэффициента отражения показана на рис. 3 (кривая 1). Видно, что коэффициент отражения с трудом удалось снизить до уровня -15 дБ в полосе частот $8...11.9$ ГГц. Дальнейшее улучшение параметров данного варианта делителя за счет оптимизации маловероятно.

Анализируя частотную характеристику делителя, изображенную на рис. 3, можно отметить ее характерные черты, наблюдаемые в большинстве исследованных структур. В первую очередь можно отметить наличие резких изломов кривой в верхней части диапазона на частотах $f > 12$ ГГц. Они связаны с возбуждением собственного колебания, возникающего в полости сочленения волноводов. В принципе, имеется возможность уменьшения размеров полости введением в нее дополнительных элементов ЭМК. Однако их появление неизбежно ухудшает характеристики устройства в области низких частот за счет возникновения областей с размерами, близкими к критическим размерам волновода. Как показали многочисленные численные эксперименты, два отмеченных выше фактора ограничивают потенциально достижимый диапазон рабочих частот, который крайне трудно получить шире чем 1.5.

В целом следует отметить, что попытки создания ступенчатых, а тем более, плавных переходов в схемах с дискретным управлением оказались малоперспективными. Другим направлением опти-

мизации является выявление локальных центров рассеяния и их настройка имеющимися средствами. Пример конструкции, полученной этим путем, показан на рис. 2в. Центрами рассеяния являются угловые точки, расположенные в местах сочленения волноводов базовой конструкции (см. рис. 2а). Как можно заметить, наибольшие изменения в сравнении с базовым вариантом требуются в центральной части делителя, из которой удалены три элемента, что позволяет назвать данную структуру делителем с разреженной центральной частью.

На рис. 3 кривая 2 соответствует частотной характеристике такого делителя. По уровню -15 дБ он согласован в полосе $7.7...11.3$ ГГц. Может показаться, что не удастся получить выигрыш по сравнению с делителем, рассмотренным выше. Однако следует отметить, что в пределах указанной полосы уровень коэффициента отражения существенно снижен. В большей части рабочего диапазона он ниже или незначительно превышает -20 дБ.

Переход к трехпозиционному управлению расширяет набор возможных радиусов цилиндров, которые в нашем случае были равны 0, 0.5 и 1.0. Исследованные трехпозиционные структуры были развитием двухпозиционного варианта, изображенного на рис. 2в. В результате замены части цилиндров с $R = 1.0$ на цилиндры меньшего радиуса были получены конкурирующие конструкции (рис. 4а, 4б), которые имеют близкие частотные характеристики, представленные на рис. 5 (кривые 1, 2 соответственно). Видно, что применение трехпозиционного управления существенно улучшает достигнутый уровень согласования и, что немаловажно, форму частотной характеристики. В исследованных делителях коэффициент отражения не превышает -20 дБ в полосе частот $7.6...11.2$ ГГц.

Для измерений характеристик двухпозиционных элементов был изготовлен образец, показан-

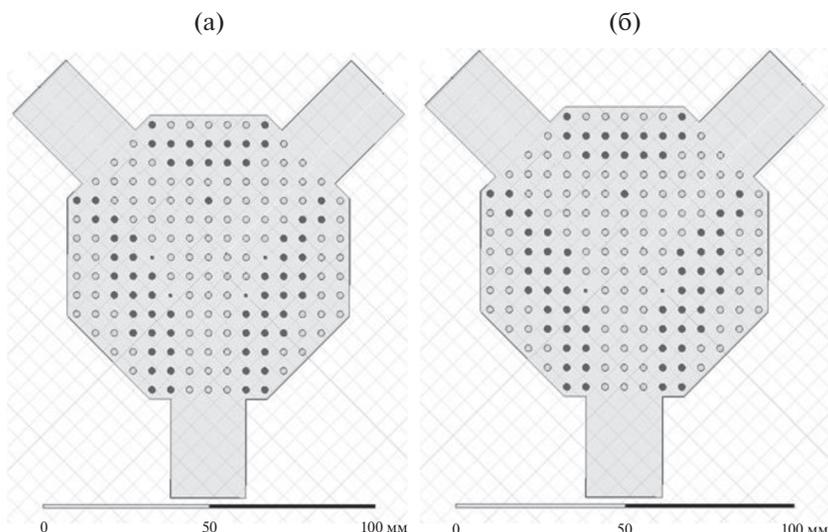


Рис. 4. Варианты осевых трехпозиционных Y-делителей с разреженной центральной частью.

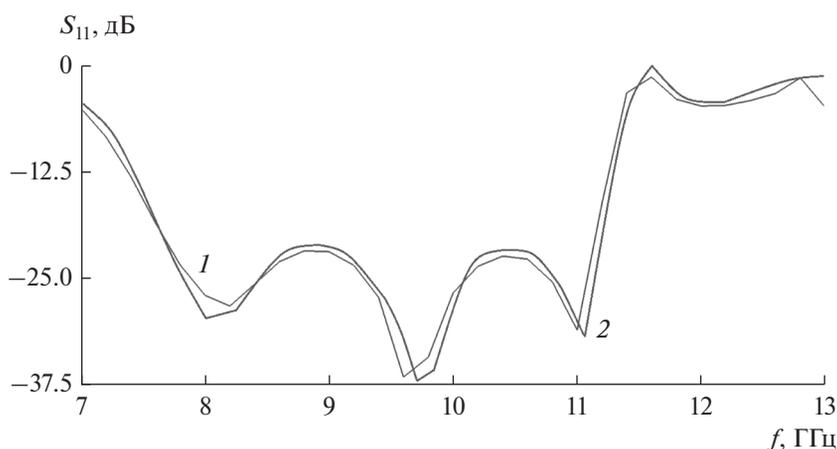


Рис. 5. Частотные характеристики осевых трехпозиционных Y-делителей для двух вариантов на рис. 4а и 4б – кривые 1 и 2 соответственно.

ный на рис. 6. Он состоит из двух металлических пластин восьмиугольной формы, которые выполняют функцию экранов ПВ. Толщина пластин равна 3. В экранах ПВ имеется система круглых отверстий с диаметром 2. В эти отверстия погружаются металлические цилиндры длиной 16. Цилиндры имеют расширения (см. рис. 6), которые используются для их фиксации в отверстиях. Расстояние между экранами равно 10, что совпадает с высотой стандартного металлического волновода сечением 23×10 . Отверстия формируют квадратную сетку ЭМК с периодом 5.75. Механически экраны ПВ закрепляются при помощи цилиндрических стоек диаметром 5 и высотой 10. Стойки крепятся к экранам при помощи винтов М3.

По краям металлических пластин имеется выборка шириной 15 и глубиной 1, предназначенная

для размещения между экранами металлического волновода, имеющего стенки толщиной 1. Металлические волноводы используются для возбуждения EBG-структур. Восьмиугольная форма образца позволяет исследовать элементы, имеющие выходы в виде как осевых, так и диагональных волноводов.

Процедура обработки измеренных данных описана в работе [1]. Отметим только, что использованная рефлектометрическая методика позволяет существенно ослабить влияние на окончательный результат таких факторов как неидеальные характеристики коаксиально-волноводных переходов и переходов волновод–EBG волновод. Для этого используется частотная фильтрация измеренного сигнала. Данный метод основан на том, что полезный сигнал, порожденный волнами, отра-

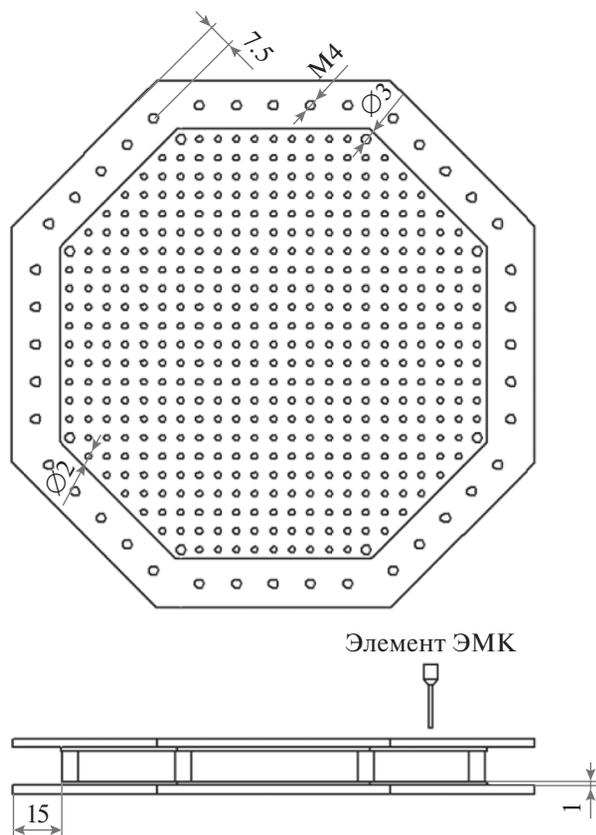


Рис. 6. Образец для экспериментального исследования.

женными от исследуемого устройства, меняется значительно медленнее сигналов, порожденных паразитными волнами. Такое допущение было полностью оправдано применительно к поворотам EBG-волноводов, исследованных в [1]. В случае делителей мощности оно выполняется не всегда. Наличие резонансов в делителях порождает участки с резким изменением частотной характеристики. Скорость ее изменения в этих областях может быть сравнима со скоростью изменения паразитных сигналов. По этой причине процедура, описанная в работе [1], приводит к сглаживанию экспериментально полученной кривой и искажает результаты в области существования резонансов. Подобные искажения характерны для верхней части диапазона. Поскольку они, как правило, располагаются вне рабочей полосы, то отмеченные искажения не мешают корректной оценке поведения измеряемого устройства в наиболее интересной части диапазона.

На рис. 7а, 7б представлены фотография экспериментально исследованного осевого двухпозиционного Y-делителя с расширением центрального волновода (см. рис. 2в), а также измеренная и рассчитанная частотные зависимости его коэффициента отражения. Можно отметить достаточно хорошее совпадение двух кривых. Они дают близкие значения рабочего

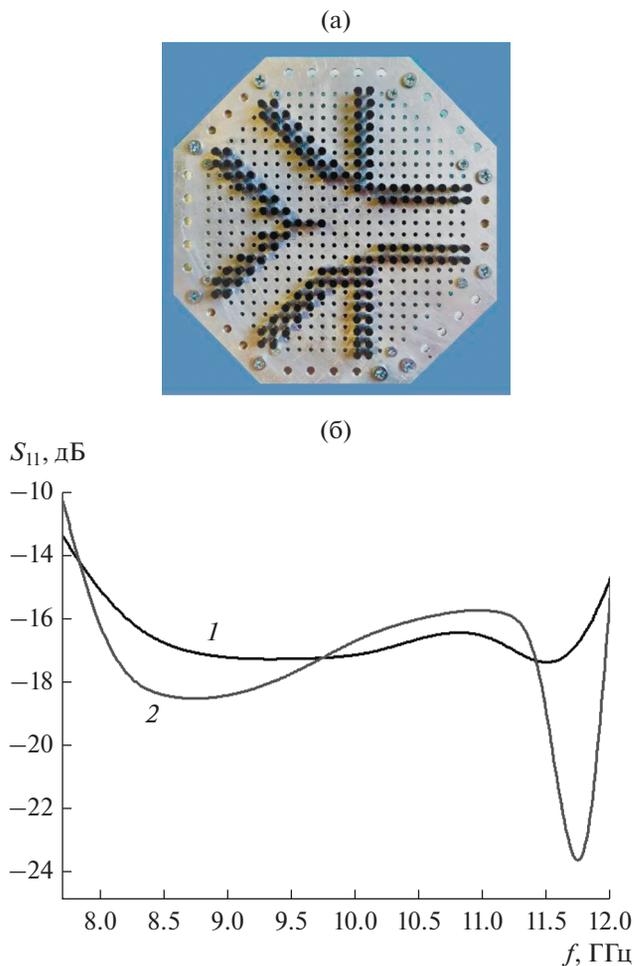


Рис. 7. Фотография экспериментально исследованного осевого двухпозиционного Y-делителя с расширением центрального волновода (а) и его измеренная (1) и рассчитанная (2) частотные характеристики (б).

диапазона частот, определенного по уровню -15 дБ, принятому для двухпозиционных элементов. Экспериментальная кривая 1 не имеет резкого провала на частоте, близкой к 12 ГГц, который наблюдается у расчетной кривой 2. Этот провал – результат воздействия резонансных эффектов. Можно предположить, что его отсутствие в экспериментальной кривой обусловлено отмеченным выше эффектом сглаживания.

3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГОНАЛЬНЫХ Y-ДЕЛИТЕЛЕЙ НА EBG-ВОЛНОВОДАХ

Рассмотрим диагональные Y-делители на EBG-волноводах. Базовая конструкция такого делителя показана на рис. 8а. Она представляет собой простое сочленение трех волноводов, как и на

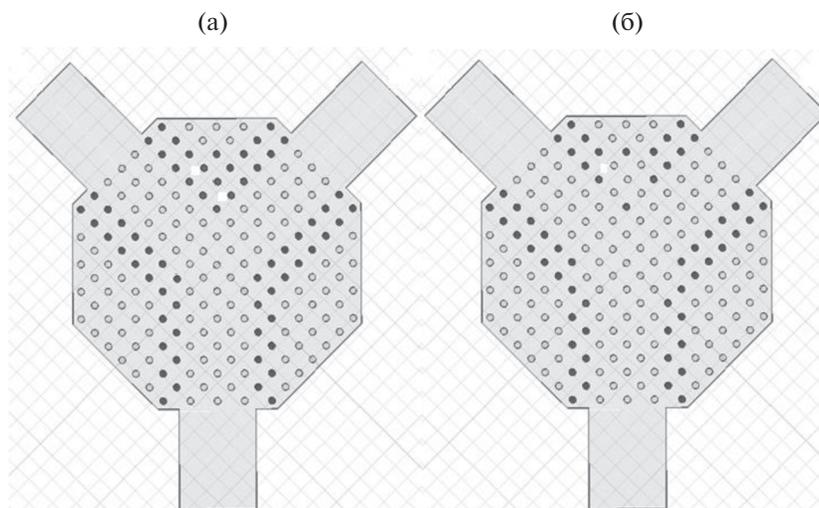


Рис. 8. Базовая (а) и оптимизированная (б) конструкции диагональных двухпозиционных Y-делителей.

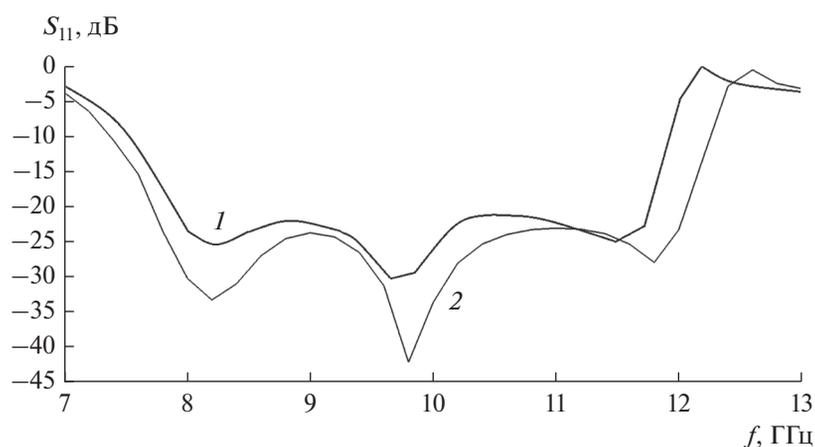


Рис. 9. Частотные характеристики двухпозиционного (1) и трехпозиционного (2) диагональных Y-делителей.

рис. 2б, за исключением того, что теперь центральным является диагональный волновод, а боковыми – осевые волноводы.

Оптимизация устройства проводилась по принципу выделения центров рассеяния. Базовая и оптимизированная конструкции двухпозиционных делителей показаны на рис. 8а, 8б. Оптимизированный делитель близок к осевому делителю с разреженной центральной частью (см. рис. 4б). Его частотная характеристика показана на рис. 9. Ей соответствует кривая 1. Обращает на себя внимание достигнутый весьма низкий уровень коэффициента отражения. В полосе частот 7.9...11.6 ГГц он не превышает значения -20 дБ, а по уровню -15 дБ получена полоса 7.7...11.8 ГГц. Отметим, что из всех исследованных элементов диагональный делитель продемонстрировал наилучшие характеристики.

Переход к трехпозиционному управлению позволил дополнительно улучшить характеристики диагонального Y-делителя. Его конструкция показана на рис. 10. Введение цилиндров с радиусом 0.5 в центральную часть волноводного сочленения позволило сдвинуть высокочастотный резонанс в сторону более высоких частот и за счет этого добиться расширения полосы рабочих частот, которая по уровню -20 дБ равна 7.7...12.1 ГГц (см. рис. 9, кривая 2). При этом отметим, что в большей части этой полосы коэффициент отражения не превышает значение -24 дБ.

На рис. 11а, 11б представлены фотографии экспериментально исследованного диагонального Y-делителя, а также его измеренная и рассчитанная частотные характеристики. В целом результаты измерений подтверждают существенное улучшение согласования в данном типе делителя, хотя на низких частотах отмечается расхождение кри-

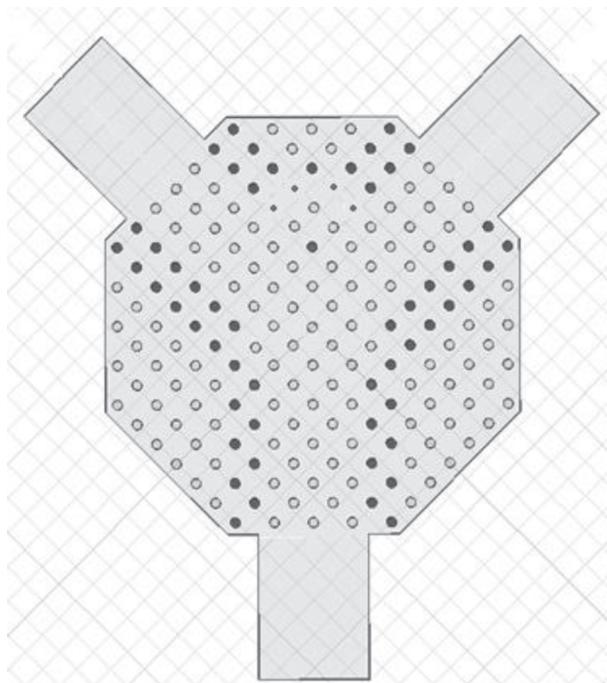


Рис. 10. Оптимизированная конструкция трехпозиционного диагонального Y-делителя.

вых 1 и 2, в результате которого измеренная нижняя граница рабочей полосы частот по уровню -15 дБ равна 7.9 ГГц, тогда как расчеты дают значение 7.6 ГГц. Наличие указанных расхождений в значении нижней границы не должно удивлять с учетом большого числа факторов, снижающих точность измерительной установки (см. [1]).

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕВЫХ Т-ДЕЛИТЕЛЕЙ НА EVG-ВОЛНОВОДАХ

Следующими элементами, исследованными в работе, были Т-образные делители, или Т-делители. Так же как и Y-делители, они могут быть осевыми и диагональными. Базовая конструкция осевого делителя показана на рис. 12а. Она представляет собой сочленение трех осевых волноводов. При этом основной волновод ориентирован вертикально, а два боковых горизонтально.

Следует отметить, что оптимизация данного элемента вызвала наибольшие проблемы. Особенно это касается так называемого компактного двухпозиционного Т-делителя, о котором более подробно скажем ниже. Как и в случае Y-делителей, мы рассматривали два направления оптимизации. Первое связано с декомпозицией устройства на составные части: расширение волновода и поворот на 90° , второе — с выделением центров

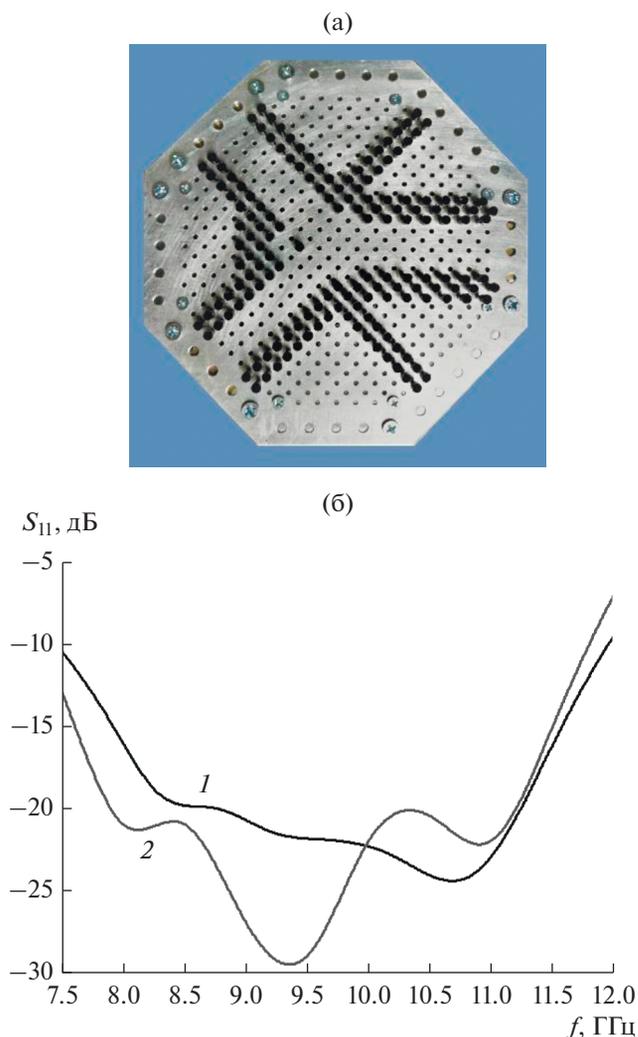


Рис. 11. Фотография экспериментально исследованного диагонального двухпозиционного Y-делителя (а) и его измеренная (1) и рассчитанная (2) частотные характеристики (б).

рассеяния с последующей их оптимизацией. В рамках первого варианта получаются Т-делители с расширением центрального волновода, во втором варианте приходим к структурам, имеющим существенно меньшие размеры. Поэтому мы назвали их компактными Т-делителями.

Отметим, что в рамках двухпозиционного управления добиться приемлемых характеристик компактного осевого Т-делителя не удалось. Поэтому его будем рассматривать только в трехпозиционном варианте. Получить удовлетворительные характеристики удалось при оптимизации двухпозиционных Т-делителей с расширением центрального волновода.

Варианты конструкций таких делителей показаны на рис. 12б, 12в. Их частотные характеристики представлены на рис. 13, кривые 1, 2 соответ-

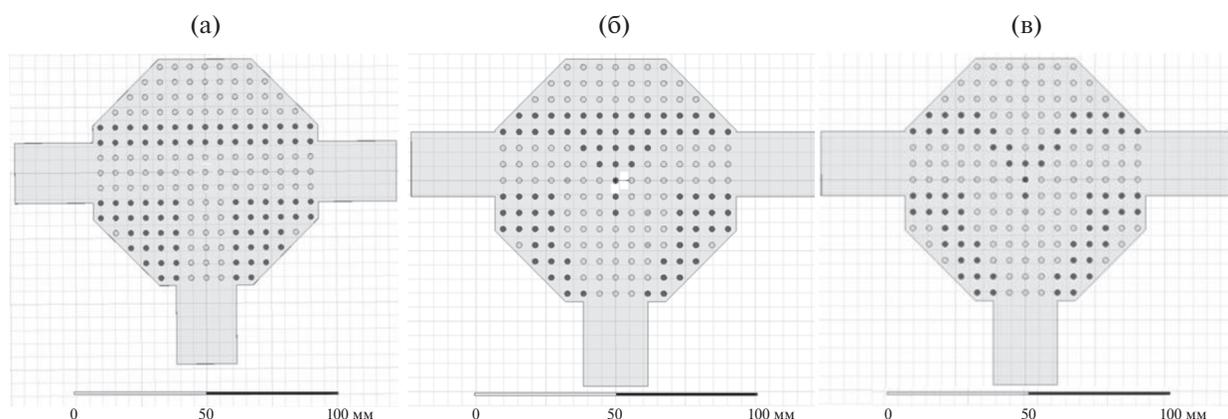


Рис. 12. Варианты осевых двухпозиционных Т-делителей: базовый (а) и с расширением центрального волновода (б, в).

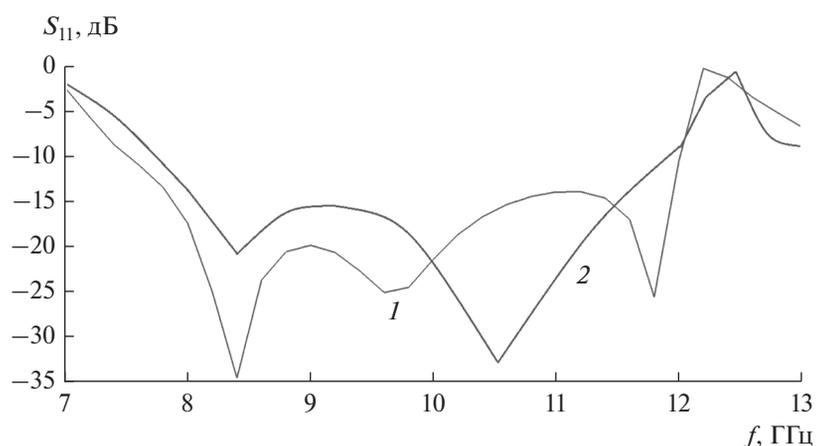


Рис. 13. Частотные характеристики осевых двухпозиционных Т-делителей с расширением центрального волновода, соответствующие вариантам на рис. 12б и 12в – кривые 1 и 2 соответственно.

ственно. Коэффициент отражения варианта на рис. 12б незначительно превышает уровень -15 дБ в районе частоты 11 ГГц. Если предположить допустимым это небольшое нарушение требований к делителю, то можно сделать вывод, что он имеет весьма широкую полосу рабочих частот $7.8...12$ ГГц. Полоса частот варианта рис. 12в формально уже $8...11.5$ ГГц, но внутри полосы коэффициент отражения меньше, чем в варианте рис. 12б.

Переход к трехпозиционному управлению позволил отказаться от громоздких делителей с расширением центрального волновода и перейти к более привлекательному компактному делителю. Его оптимизированная конструкция показана на рис. 14, а частотная характеристика на рис. 15. Видно, что понизить коэффициент отражения в достаточно широкой полосе частот ниже контрольного уровня -20 дБ не удалось. Однако по уровню -17.5 дБ устройство имеет весьма широкую полосу $7.5...11.9$ ГГц.

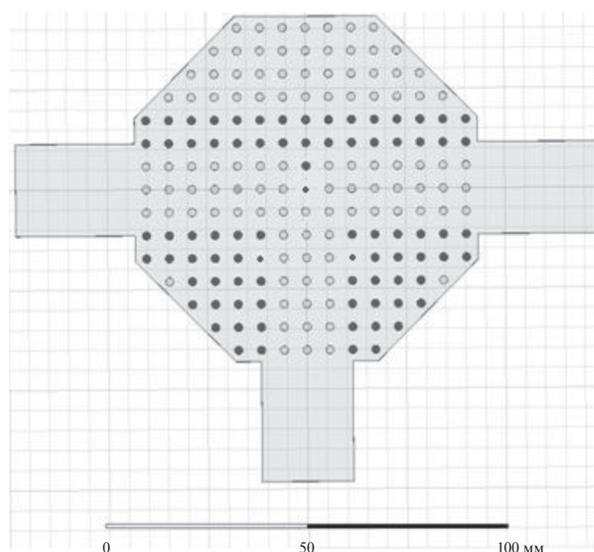


Рис. 14. Конструкция осевого трехпозиционного компактного Т-делителя.

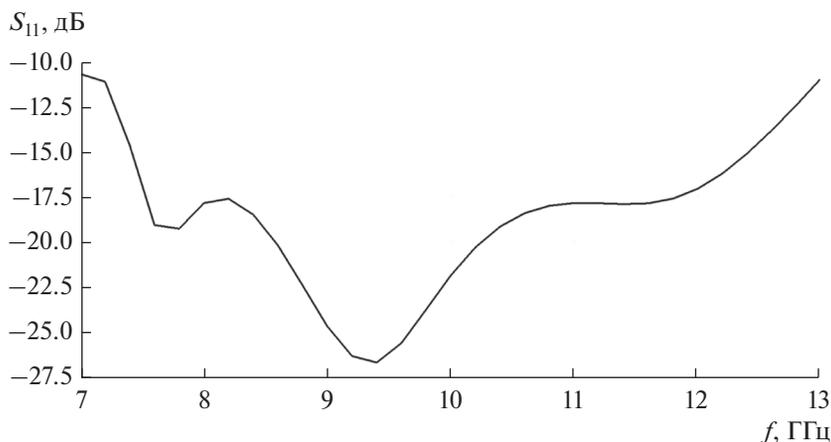


Рис. 15. Частотная характеристика трехпозиционного осевого компактного T-делителя.

Экспериментально был исследован T-делитель с расширением центрального волновода, изображенный на рис. 12б. Измеренная и расчетная частотные характеристики представлены на рис. 16. Следует отметить хорошее качественное и количественное совпадение результатов эксперимента и электродинамического моделирования.

5. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГОНАЛЬНЫХ T-ДЕЛИТЕЛЕЙ НА EBG-ВОЛНОВОДАХ

Еще один вид исследованных в работе делителей — это диагональные T-делители. Базовая

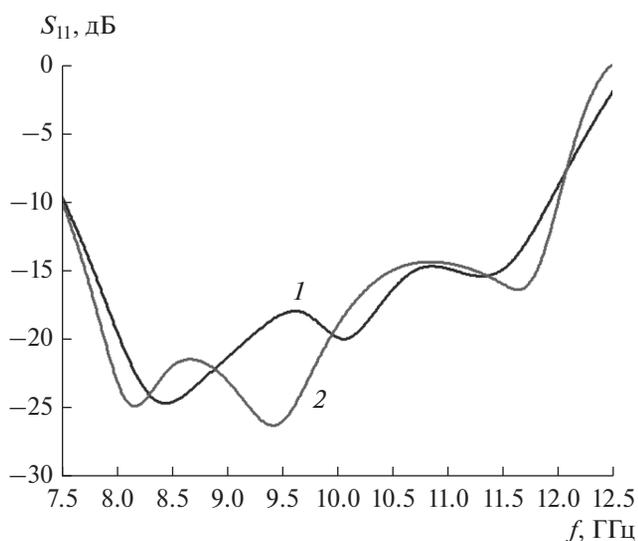


Рис. 16. Измеренная (1) и рассчитанная (2) частотные характеристики осевого двухпозиционного T-делителя с расширением центрального волновода.

конструкция устройства в виде простого сочленения трех диагональных волноводов показана на рис. 17а. Оптимизация делителя проводилась по принципу создания разреженной центральной части. Варианты с расширением центрального волновода не рассматривались.

Оптимизированная конструкция двухпозиционного диагонального T-делителя показана на рис. 17б, а ее частотная характеристика представлена на рис. 18, кривая 1. Видно, что коэффициент отражения не превышает значения -15 дБ в полосе $8.2...12.3$ ГГц, что можно рассматривать как типичный для двухпозиционных элементов результат.

Трехпозиционный вариант делителя приведен на рис. 19, а его частотная характеристика — на рис. 18, кривая 2. Переход к трехпозиционной конструкции позволяет снизить коэффициент отражения до уровня -20 дБ в полосе $8.2...11.7$ ГГц.

Экспериментально был исследован двухпозиционный T-делитель с разреженной центральной частью, изображенный на рис. 17б. Его измеренная и расчетная частотные характеристики представлены на рис. 20. Полученные экспериментальные данные являются типичными для данного класса устройств.

6. СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ С АНАЛОГАМИ НА EBG-И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Интересно сравнить представленные выше технические характеристики делителей мощности для реконфигурируемых схем с известными результатами, полученными при исследовании делителей на EBG-волноводах, а также с делителями на основе традиционных прямоугольных металлических волноводов. Наиболее близкими к исследованным в работе устройствам являются

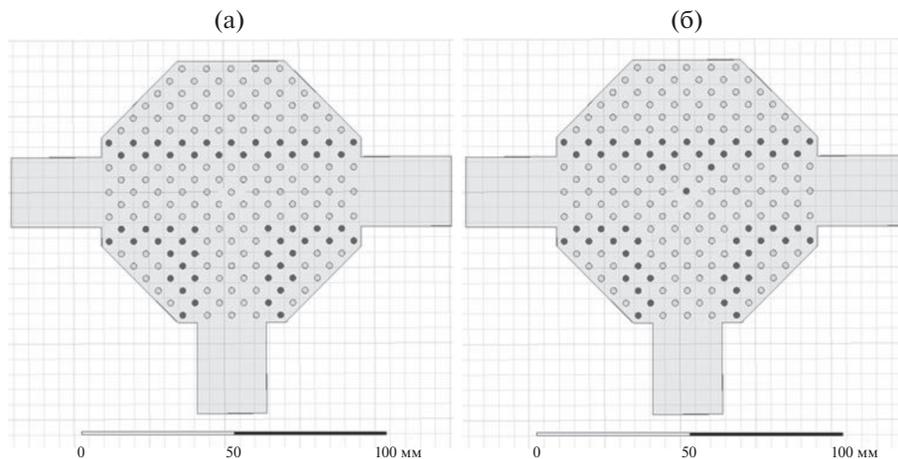


Рис. 17. Базовая (а) и оптимизированная (б) конструкции двухпозиционных диагональных Т-делителей.

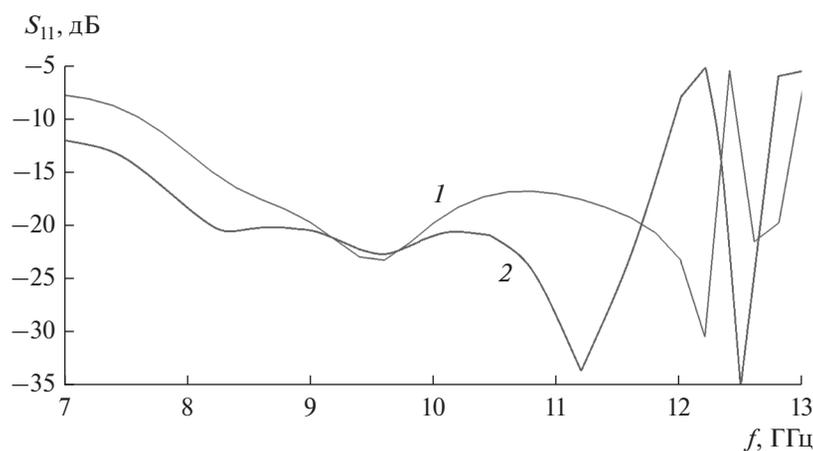


Рис. 18. Частотные характеристики двухпозиционного (1) и трехпозиционного (2) диагональных Т-делителей.

делители на EBG-волноводах, отличающиеся от рассмотренных выше более гибкой структурой, в которой отсутствуют ограничения, связанные с реконфигурацией схемы.

Такие делители исследовались многими авторами. Для целей сравнения наибольший интерес представляют работы, в которых рассматривались устройства СВЧ-диапазона на основе решеток металлических цилиндров. Можем отметить работы [10, 11], при этом следует упомянуть большое число публикаций, связанных с исследованием и разработкой структур оптического диапазона (см., например, [12–14]). По принципам функционирования они близки к представленным выше. Однако отличия в конструкции, технологии изготовления и в частотном диапазоне исключают возможность их использования для сравнения с СВЧ-делителями мощности.

В работе [10] представлен Т-делитель на однорядных волноводах, близкий по конструкции к делителю с разреженной центральной частью (см.

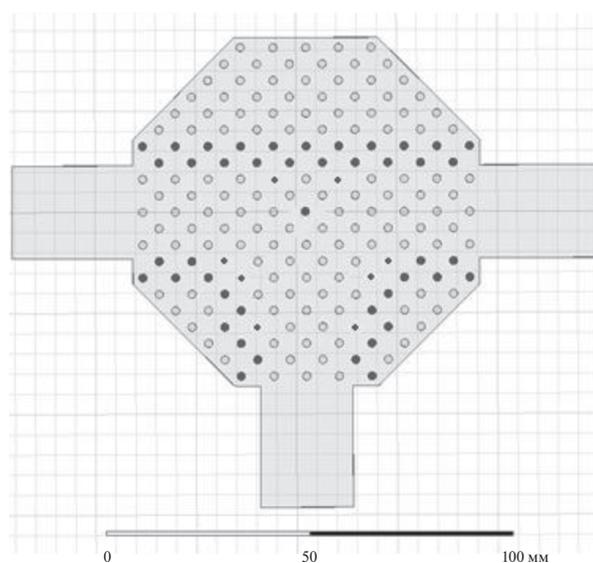


Рис. 19. Оптимизированная конструкция трехпозиционного диагонального Т-делителя.

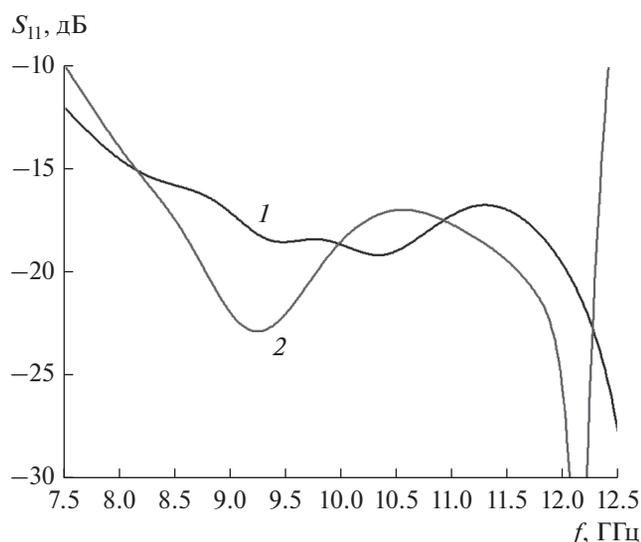


Рис. 20. Измеренная (1) и рассчитанная (2) частотные характеристики диагонального двухпозиционного T-делителя.

рис. 2а–2в). Для него была получена полоса согласования по уровню -20 дБ $7.5\text{--}11$ ГГц. Следует сказать, что в структуре, представленной в работе [10], имеются три степени свободы в виде цилиндров с переменными радиусами, и все они расположены в узлах решетки ЭМК.

Конструкция T-делителя, близкая к компактному варианту (см. рис. 17), была исследована в работе [11]. Для нее была достигнута полоса частот $9\text{--}12$ ГГц по уровню -20 дБ. В данном делителе используется один настроечный цилиндр переменной радиуса, но расположенный в произвольной точке.

Как развитие работы [11] можно рассматривать вариант устройства, описанный в [15]. В нем с помощью двух настроечных цилиндров с фиксированным положением удалось получить полосу рабочих частот $8\text{--}12$ ГГц по уровню -25 дБ. Этот результат, видимо, наилучший в данном классе устройств.

Как следует из представленных выше результатов, трехпозиционные делители имеют характеристики, которые близки, а в некоторых случаях лучше характеристик устройств из работ [10, 11]. Полученные параметры двухпозиционных делителей уступают им и, тем более, они уступают делителю из работы [12]. Такое положение можно оценить как ожидаемое, поскольку возможности по улучшению характеристик двухпозиционных элементов весьма ограничены в связи с отсутствием нужного числа степеней свободы.

Сравнение с делителями на металлических волноводах было сильно затруднено отсутствием в доступной литературе количественных данных

по полосе их согласования. Такое положение, очевидно, связано с тем, что элементы на металлических волноводах интенсивно исследовали в середине XX в. Поэтому в настоящее время они не представляют интереса с научной точки зрения. Одним из немногих источников, содержащих сведения о параметрах H-плоскостных волноводных делителей мощности, является работа [16]. В ней приводится конструкция T-образного делителя с согласующим металлическим цилиндром, которая имеет полосу согласования $8\text{--}11.6$ ГГц по уровню -15 дБ. Нетрудно заметить, что исследованные в работе устройства имеют вполне конкурентоспособные характеристики.

Выводы из представленных выше результатов во многом аналогичны выводам из исследования поворотов EBG-волноводов в работе [1]. Переход от двух- к трехпозиционным элементам позволил снизить коэффициент отражения на 5 дБ при сохранении полосы частот в диапазоне, близком к 1.5. Расчетные результаты, полученные с помощью программы электродинамического моделирования, во всех рассмотренных случаях хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Банков С.Е., Калинин В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2021. Т. 66. № 7. С. 627.
2. Банков С.Е., Калинин В.И., Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 852.
3. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988.
4. Левин Л. Теория волноводов. М.: Радио и связь, 1981.
5. Bankov S.E., Duplenkova M.D. // Журн. радиоэлектроники. 2006. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/dec06/2/text.html>.
6. Калашин В.А., Пангонис Л.И., Скородумова Е.А. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr09/3/text.pdf>.
7. Mosallaei H., Rahmat-Samii Y. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 3. P. 549.
8. Painter O., Lee R.K., Scherer A. et al. // Science. 1999. V. 284. № 6. P. 1819.
9. Mekis A., Chen J.C., Kurland I. et al. // Phys. Rev. Lett. V. 77. № 18. P. 3787.
10. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
11. Шаров Г.А. Волноводные устройства сантиметровых и миллиметровых волн. М.: Горячая Линия-Телеком, 2016.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.566.2;621.372.8

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В КЛАСТЕРЕ, ОБРАЗОВАННОМ
ВЫПУКЛО-ВОГНУТЫМ НАНОЦИЛИНДРОМ ИЗ СЕРЕБРА
С ДВУМЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ВСТАВКАМИ ИЗ СТЕКЛА

© 2021 г. А. П. Анютин*

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

*E-mail: aniotine@mail.ru

Поступила в редакцию 08.01.2020 г.

После доработки 08.01.2020 г.

Принята к публикации 15.03.2020 г.

Рассмотрена двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны TM -типа на цилиндрической наноструктуре (кластере), образованной выпукло-вогнутым серебряным цилиндром с двумя симметрично вставленными цилиндрами из стекла. В световом диапазоне длин волн $300 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$ строгим численным методом рассчитаны спектры поперечника рассеяния и диаграммы рассеяния. Исследовано влияние потерь среды, геометрических размеров структуры и угла падения плоской волны на поперечник рассеяния и диаграмму рассеяния. Показано, что в области квазистатики наличие вогнутости внешнего контура кластера и вставок из стекла приводит к образованию дополнительных максимумов поперечника рассеяния и смещению резонансных длин волн по сравнению со случаем выпуклого контура. Обнаружено существование эффекта вырождения резонансов плазмонов и слабая зависимость диаграммы рассеяния кластера от угла падения плоской поляризованной TM -волны.

DOI: 10.31857/S0033849421100028

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, дифракция электромагнитных волн на наноструктурах из благородных металлов (серебра, золота) в световом диапазоне длин волн $300 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$ сопровождается как образованием поверхностных волн (плазмон-поляритонов), так и существованием их резонансов. При этом интерес к исследованию свойств плазмон-поляритонов связан главным образом с высокой локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности наноструктур, которая позволяет использовать их в субволновом и ближнепольном зондировании. В [1] отмечалось, что нанопровода из серебра и золота широко применяются в качестве сенсоров. Отметим, что плазмонные резонансы в цилиндрических наноструктурах (нитех) с постоянной кривизной (переменной кривизной, но постоянным знаком кривизны) исследовались в целом ряде работ. Так, в [1] было показано, что цилиндры с круглым сечением реализуют резонансы плазмонов в ультрафиолетовой части спектра. Используя нанотрубки, можно сместить частоты плазмонных резонансов в видимую область светового диапазона [2, 3]. В работе [4] исследованы плазмонные резонансы в кварцевой нанонити, покрытой слоем золота переменной

толщины в предположении, что границами оболочки являются круговые цилиндры со смещенными центрами. Различные геометрии оболочек из серебра и кварца, образованные круговыми, эллиптическими цилиндрами или прямоугольными пластинами рассматривались нами в период с 2017 по 2020 г. Линейные кластеры, образованные тремя (двумя) наноцилиндрами из серебра разного диаметра исследовались нами в 2019 г.

Цель данной работы – исследовать особенности плазмонных резонансов в 2D-наноструктуре (кластере) из серебра, представляющей собой цилиндр, контур поперечного сечения которого имеет не только переменную кривизну, но и изменение знака кривизны, и в который симметрично вставлены два цилиндра из стекла.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции плоской поляризованной электромагнитной TM -волны на двумерной цилиндрической диэлектрической структуре (кластере) из серебра, представляющей собой выпукло-вогнутый цилиндр, контур поперечного сечения которого совпадает с контуром овала Кассини. При этом считается,

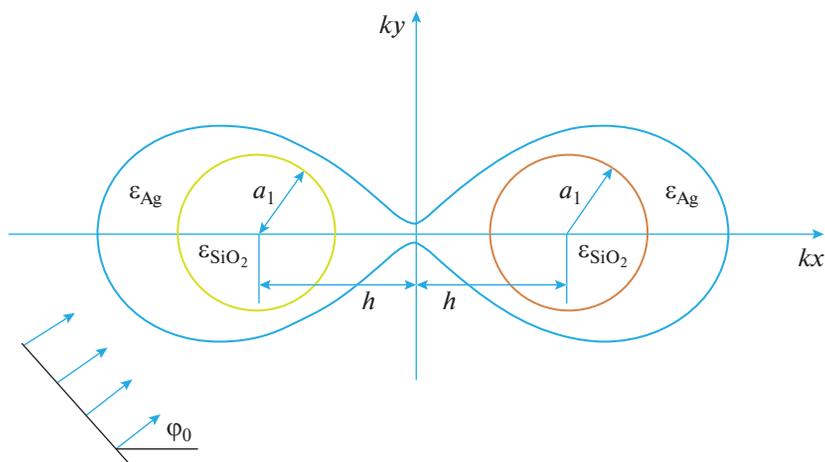


Рис. 1. Геометрия задачи и контуров поперечного сечения структуры (кластера) с параметрами: $\lambda = 400$ нм, $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 14.28$ нм.

что в такой цилиндр симметрично вставлены два цилиндра (две вставки) из стекла. Как известно, контур овала Кассини обладает не только переменной кривизной, но и изменением знака кривизны, т.е. имеет выпукло-вогнутый контур. Плоская волна распространяется в направлении единичного вектора $(\cos \varphi_0, \sin \varphi_0, 0)$ и характеризуется в цилиндрической системе координат r, φ следующими компонентами электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} H_z^0 &= \exp[-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)], \\ E_\varphi^0 &= \eta \cos(\varphi - \varphi_0) \exp[-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)], \\ E_r^0 &= \eta \sin(\varphi - \varphi_0) \exp[-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Зависимость от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$, где $\omega = kc$ – круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны, $\eta = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума.

Контур овала Кассини $r_{s1}(\varphi)$ охватывает область S_1 (рис. 1) и в цилиндрической системе координат r, φ описывается формулой

$$r_{s1}(\varphi) = a \left(\sqrt{\cos 2\varphi + \sqrt{\cos^2 2\varphi + b^4/a^4 - 1}} \right), \quad (2)$$

$a < b.$

Уравнения контуров для двух вставок (см. рис. 1, области S_2 и S_3 соответственно) удобнее записать в декартовой системе координат в форме

$$S_2 : (x + h)^2 + y^2 = a_1, \quad (3)$$

$$S_3 : (x - h)^2 + y^2 = a_1. \quad (4)$$

Отметим, что, изменяя отношение параметров b/a (при фиксированном b), можно изменять степень “вогнутости” контура (2) такого кластера, а изменяя параметр h , менять расстояние между стеклянными цилиндрами. На рис. 1 изображен контур поперечного сечения кластера при $\lambda = 400$ нм и $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 14.28$ нм. Считается, что среда структуры представляет собой реальное серебро. При этом частотная зависимость относительной диэлектрической проницаемости серебра

$$\epsilon_{Ag}(\lambda) = \epsilon' - i\epsilon'' \equiv \text{Re}(\epsilon_{Ag}) - i \text{Im}(\epsilon_{Ag})$$

в световом диапазоне длин волн $300 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$ рассчитывалась на основе интерполяции экспериментальных данных работы [5] кубическими сплайнами. Относительная диэлектрическая проницаемость стекла в этом диапазоне длин волн практически не имеет потерь, остается постоянной и равной $\epsilon_{SiO_2}(\lambda) = 2.2$.

Пространственное распределение диэлектрической проницаемости для структуры, изображенной на рис. 1, имеет вид

$$\epsilon(r, \varphi) = \begin{cases} \epsilon_{Ag}, & \text{если } r < r_{s1}(\varphi), \text{ и } (x + h)^2 + y^2 > a_1, \text{ или } (x - h)^2 + y^2 > a_1, \\ \epsilon_{SiO_2}, & \text{если } (x + h)^2 + y^2 < a_1 \text{ или } (x - h)^2 + y^2 < a_1, \\ 1, & r > r_{s1}(\varphi). \end{cases} \quad (5)$$

Исследование сформулированной задачи дифракции удобнее проводить, используя z -компоненту $U(r, \varphi) = H_z(r, \varphi)$ магнитного поля, так как краевая задача для функции $U(r, \varphi)$ является скалярной. Полное поле $U(r, \varphi)$, т.е. суперпозиция падающего и рассеянного полей, в кусочно-постоянной среде (5) удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \varepsilon(r, \varphi) \right] U(r, \varphi) = 0. \quad (6)$$

Компоненты электрического поля могут быть выражены через функцию $U(r, \varphi)$:

$$\begin{aligned} E_\varphi(r, \varphi) &= -\frac{\eta}{ik\varepsilon(r, \varphi)} \frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial r}, \\ E_r(r, \varphi) &= \frac{\eta}{ik\varepsilon(r, \varphi)} \frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (7)$$

На внешней и внутренних границах кластера должны быть непрерывны величины U и $\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial N}$, где $\frac{\partial U}{\partial N}$ — производная по направлению нормали к границе раздела сред (серебро-свободное пространство, серебро-стекло).

Как уже отмечалось, полное поле $U(r, \varphi)$ вне кластера состоит из падающего U^0 и рассеянного U^s полей:

$$U(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + U^s(r, \varphi). \quad (8)$$

Падающее поле задано функцией

$$U^0 = \exp[-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)]. \quad (9)$$

Рассеянное поле $U^s(r, \varphi)$ в цилиндрической системе координат (r, φ) , где $x = r \cos \varphi$ и $y = r \sin \varphi$, в дальней зоне ($kr \rightarrow \infty$) должно удовлетворять условию излучения

$$U^s = \Phi(\varphi) \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right), \quad (10)$$

где $\Phi(\varphi)$ — диаграмма рассеяния.

Полное сечение рассеяния σ_s определяется формулой

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi. \quad (11)$$

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное решение сформулированной задачи проводили модифицированным методом дискретных источников [6, 7]. При этом точность решения задачи контролировалась путем вычисления невязки δ граничных условий в линейной

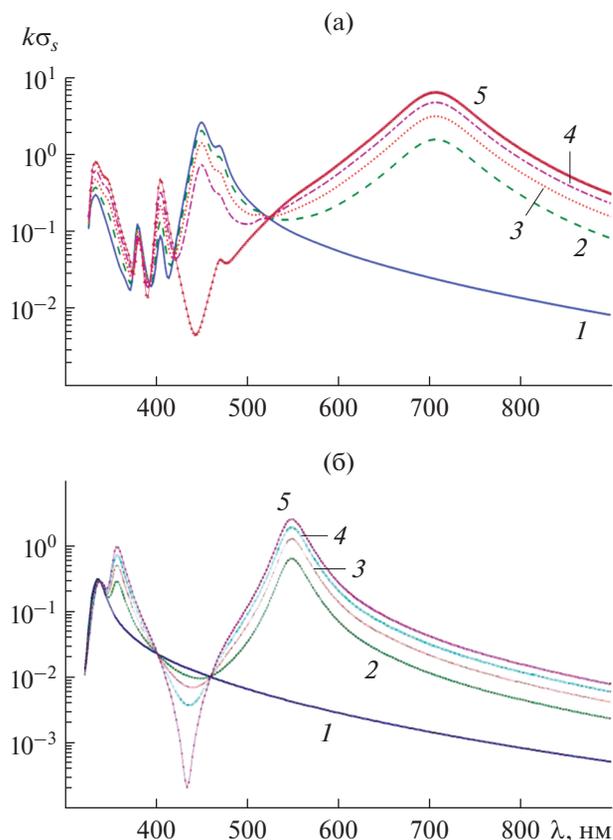


Рис. 2. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны для структур: а — с параметрами $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 14.28$ нм, б — для выпукло-вогнутого цилиндра (структуры без вставок) с параметрами $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $h = 0.7a$; углы падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ (1), $\pi/6$ (2), $\pi/4$ (3), $\pi/3$ (4), $\pi/2$ (5).

норме в точках, расположенных в середине между точками, где граничные условия выполняются точно (в таких точках граничные условия выполняются наихудшим образом [5]). Во всех приведенных ниже расчетах максимальная невязка граничных условий не превышает величину $\delta \leq 10^{-3}$.

На рис. 2а представлены результаты расчета зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при параметрах структуры $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 14.28$ нм, реальных потерях серебра ($\text{Im}(\varepsilon_{Ag})$) и различных углах падения плоской волны: $\varphi_0 = 0, \pi/6, \pi/4, \pi/3$ и $\pi/2$. Из полученных результатов следует, что нормированный поперечник рассеяния $k\sigma_s$ содержит четыре (три при $\varphi_0 = \pi/2$) максимума, происхождение которых объясняется резонансами плазмонов. При этом положение максимумов (побочных резонансов) поперечника рассеяния

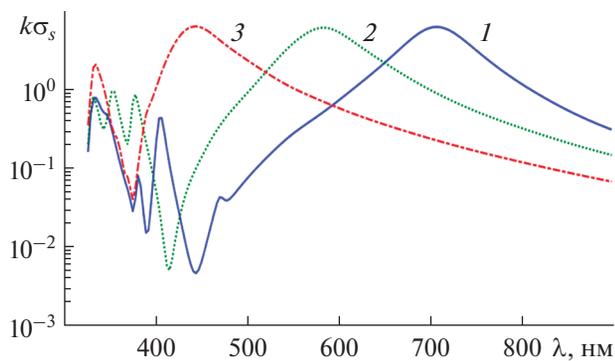


Рис. 3. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны кластера с параметрами:

$b = 40$ нм, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$, $\varphi_0 = \pi/2$, $\varepsilon = 2.2$ и различных $a = 0.999b$ (кривая 1), $0.96b$ (кривая 2), $0.7b$ (кривая 3).

$k\sigma_s$ практически не меняется при изменении угла падения плоской волны. Главный максимум $k\sigma_s$ располагается при длине волны $\lambda = 700$ нм и соответствует дипольному резонансу плазмонов. Резонансы поперечника рассеяния $k\sigma_s$ при длине волны $\lambda < 700$ нм связаны с существованием мультипольных резонансов плазмонов. Кроме того, отметим существование точки пересечения всех кривых поперечника рассеяния $k\sigma_s$.

На рис. 2б представлены зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для аналогичной структуры, но уже без двух вставленных стеклянных цилиндров. Из представленных результатов видно, что поперечник рассеяния $k\sigma_s$ имеет два (или один при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/2$) максимума. При этом главный максимум $k\sigma_s$ располагается при длине волны $\lambda = 581$ нм. Расположение главного максимума $k\sigma_s$ практически не зависит от угла падения плоской волны φ_0 , и его происхождение связано с дипольным резонансом плазмонов. Второй (побочный) максимум располагается в районе длин волн $\lambda = 440 \dots 460$ нм, и его происхождение объясняется наличием квадрупольного резонанса плазмонов. При изменении угла падения плоской волны φ_0 такой резонанс испытывает не только смещение, но и раздвоение, что свидетельствует о наличии эффекта вырождения плазмонов.

Из сравнения результатов, представленных на рис. 2а и 2б следует, что наличие вставок приводит не только к образованию дополнительных максимумов $k\sigma_s$, но и к увеличению их амплитуд,

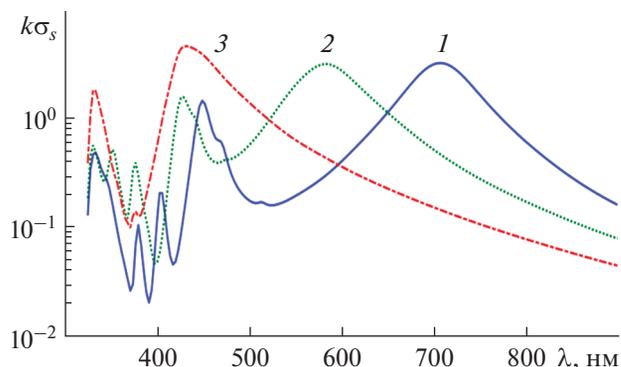


Рис. 4. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны кластера с параметрами:

$b = 40$ нм, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$, $\varphi_0 = \pi/4$, $\varepsilon = 2.2$ и различных $a = 0.999b$ (кривая 1), $0.96b$ (кривая 2), $0.7b$ (кривая 3).

а также к их смещению. Например, главный максимум $k\sigma_s$ (см. рис. 1а) смещается на величину $\Delta \approx 120$ нм по отношению главного максимума и увеличивает свою амплитуду примерно в 2.5 раза.

Было рассмотрено влияние степени вогнутости внешнего контура структуры на зависимость нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для случая реальных потерь серебра (рис. 3). Расчеты проводили при следующих параметрах кластера: $b = 40$ нм, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$ и угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/2$, а также при $a = 0.999b$, $0.96b$ и $0.7b$. Отметим, что при $a = 0.7b$ внешний контур представляет собой строго выпуклую кривую. Из рис. 3 видно, что уменьшение вогнутости внешнего контура приводит как к уменьшению числа максимумов нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ (уменьшению числа мультипольных резонансов), так и их смещению в область меньших значений длин волн.

Аналогичные результаты для угла падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/4$ на такой же кластер представлены соответственно на рис. 4 и 5. Отметим, что основные тенденции в поведении зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ , имеющие место при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/2$, сохраняются при углах $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/4$. Однако при угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$, в отличие от случаев $\varphi_0 = \pi/4$ и $\varphi_0 = \pi/2$, дипольный резонанс располагается в районе длины волны $\lambda \approx 450$ нм. Кроме того, наблюдается существенное сокраще-

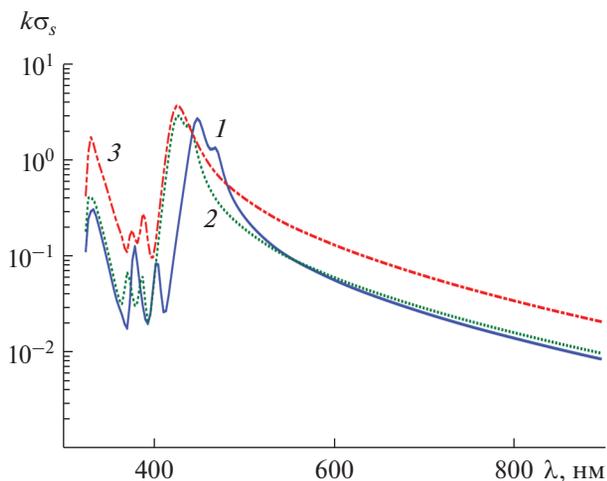


Рис. 5. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны кластера с параметрами: $b = 40$ нм, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$, $\varphi_0 = 0$, $\epsilon = 2.2$ и различных $a = 0.999b$ (кривая 1), $0.96b$ (кривая 2), $0.7b$ (кривая 3).

ние расстояния между максимумами поперечника рассеяния $k\sigma_s$.

Также было исследовано влияние расстояния $2h$ между стеклянными цилиндрами, расположенными внутри овала Кассини (рис. 6). Зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ были рассчитаны для структуры с параметрами $b = 40$ нм, $a = 0.999b$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$, для случая реальных потерь серебра и для различных значений величины смещения центров стеклянных цилиндров $h = 0.7a + \mu a_1$ ($\mu = 0, 0.25, 0.5$). Из рисунка видно, что увеличение расстояния $2h$ между стеклянными цилиндрами приводит к относительно небольшому смещению максимумов нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$. При этом увеличение расстояния $2h$ сильнее сказывается на положении дипольного резонанса, чем на расположении мультипольных резонансов.

Для понимания происхождения максимумов нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ на рис. 7 приведены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для кластера с параметрами $b = 40$ нм $a = 0.96b$, угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ и различных значениях мнимой части относительной диэлектрической проницаемости серебра $\text{Im}(\epsilon_{\text{Ag}})$, которые определяют потери серебра. Из рис. 7 вид-

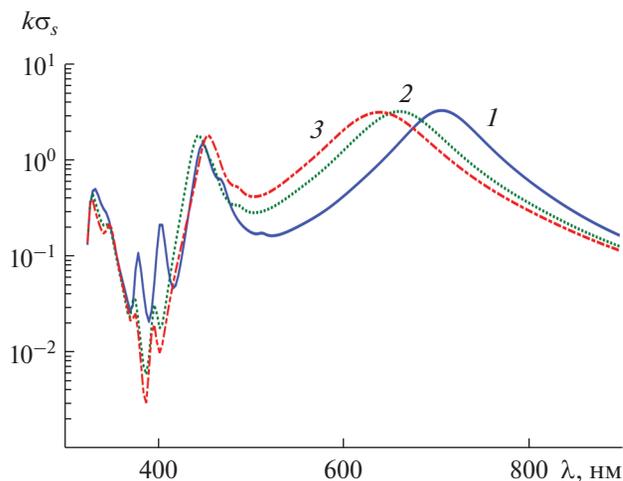


Рис. 6. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны при $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, $\varphi_0 = 0$ и $\mu = 0$ (1), 0.25 (2), 0.5 (3).

но, что реальные потери серебра ($\text{Im}(\epsilon_{\text{Ag}})$) у такой структуры приводят к существенному снижению амплитуды мультипольных резонансов, исчезновению явления их расщепления (их вырождению).

Исследовано также влияние угла падения φ_0 на диаграмму рассеяния кластера с параметрами $b = 40$ нм, $a = 0.96b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$, угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ и длинах волн $\lambda = 582.2, 427.4, 500, 700$ нм (рис. 8а–8г). Из рисунков следует, что в резонансном случае (см. рис. 5, кривая 2) длина волны равна $\lambda = 582.2$ или

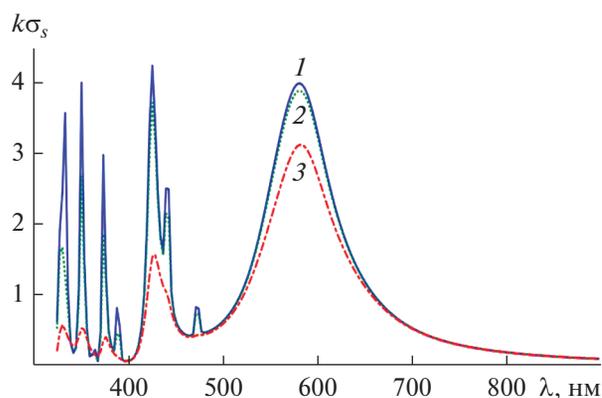


Рис. 7. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны при $b = 40$ нм $a = 0.96b$, $\varphi_0 = \pi/4$ и $\text{Im}(\epsilon_{\text{Ag}})$ (кривая 1), $0.1\text{Im}(\epsilon_{\text{Ag}})$ (кривая 2), $0.991\text{Im}(\epsilon_{\text{Ag}})$ (кривая 3).

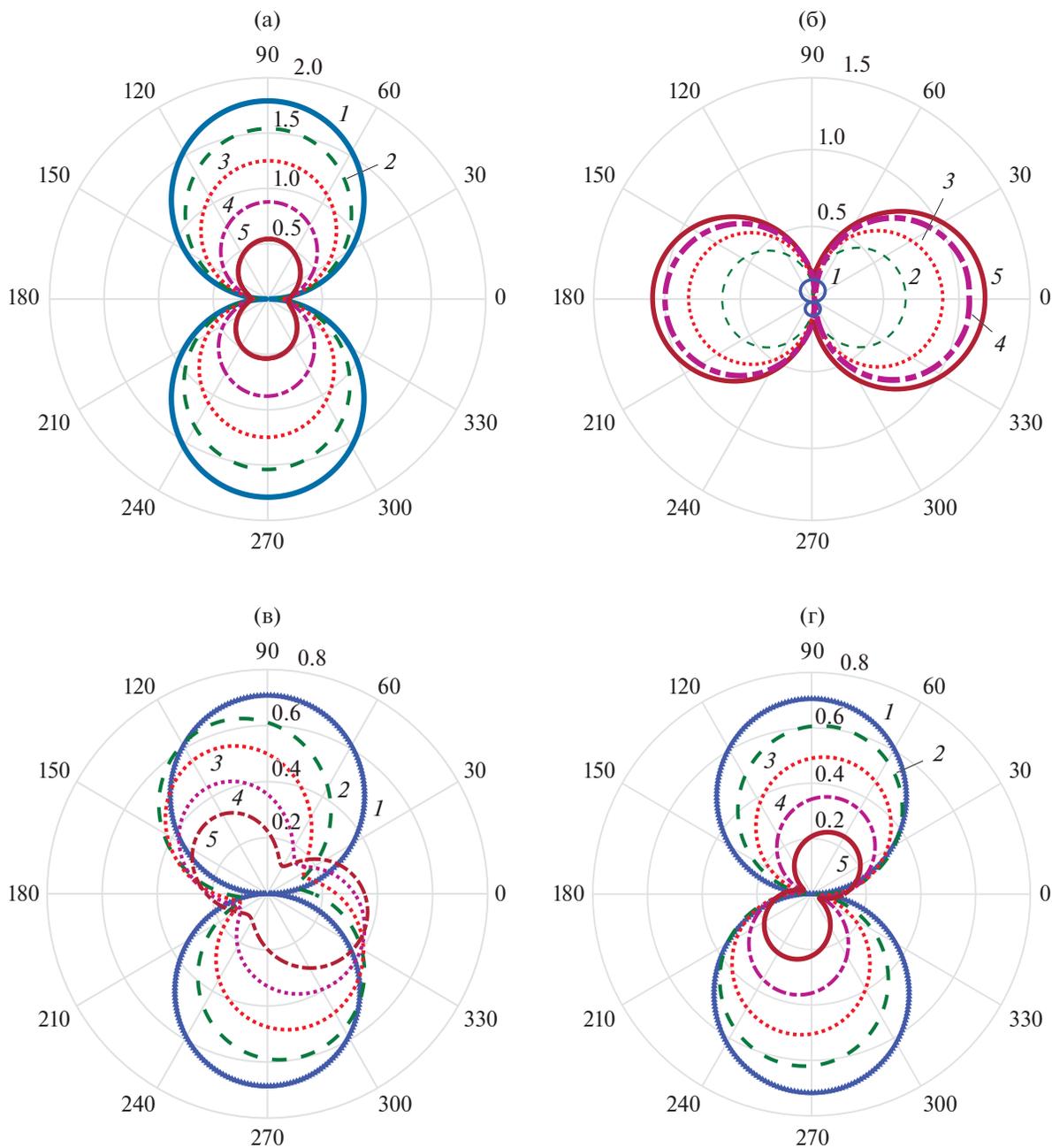


Рис. 8. Диаграмма рассеяния структуры для различных значений $\lambda = 582.2$ (а), 427.4 (б), 500 (в), 700 нм (г) и с параметрами $b = 40$ нм, $a = 0.96b$, $h = 0.7a$, $a_1 = 0.5\sqrt{a^2 - b^2} - h$, $\varphi_0 = \pi/4$.

427.4 нм и диаграмма рассеяния имеет только два лепестка, максимумы которых сдвинуты на угол $\pi/2$. Тот факт, что диаграмма рассеяния имеет только два лепестка при разных резонансных длинах волн (дипольном и квадрупольном резонансах плазмонов) указывает на вырождение колебаний поля вблизи внешней структуры. Отметим, что угол падения плоской волны в резонансе

не влияет на расположение максимумов лепестков диаграммы рассеяния. Вне дипольного резонанса угол падения плоской волны слабо влияет на положение максимумов лепестков диаграммы рассеяния.

На рис. 9а–9в представлены результаты расчета пространственного распределения линий равного уровня для структуры с параметрами $a = 0.96b$,

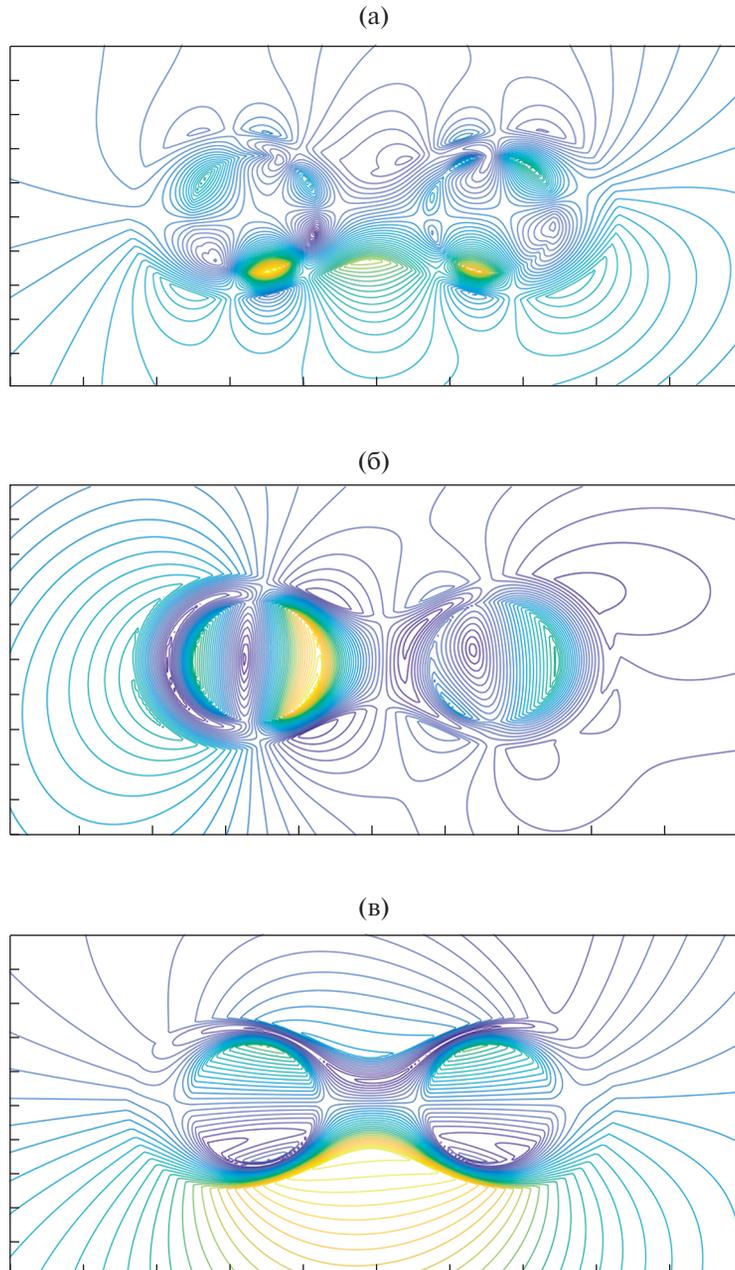


Рис. 9. Пространственное распределение линий равных амплитуд модуля компоненты H_z поля для структуры с параметрами $a = 0.96b$, $b = 40$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$ при $\lambda = 376.07$ (а), 427.4 (б) и 582.2 нм (в).

$b = 40$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$, реальных потерях серебра и трех длин волн $\lambda = 376.07$, 427.4 и 582.2 нм. Отметим, что этим длинам волн отвечают максимумы поперечника рассеяния $k\sigma_s$ (см. рис. 5 кривая 2). Данные, приведенные на этих рисунках, подтверждают наличие у структуры как дипольных, так и мультипольных резонансов плазмонов, а также эффект их вырождения при удалении точки наблюдения от поверхности структуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена дифракция плоской поляризованной TM -волны на 2D-наноструктуре (кластере) из серебра, внешний контур которой имеет выпукло-вогнутую границу и две симметричные вставки. Строгими численными методами рассчитаны спектральные и пространственные характеристики рассеянного поля. Исследовано влияние угла падения волны, потерь серебра, сте-

пени вогнутости внешнего контура и расстояния между вставленными стеклянными цилиндрами на поперечник рассеяния и диаграмму рассеяния. Показано, что для такой структуры характерно несколько резонансов поперечника рассеяния, связанных с существованием дипольных и мультипольных резонансов плазмонов, а также их вырождением. Обнаружено, что диаграмма рассеяния при дипольном и квадрупольном резонансах имеет только два лепестка, максимумы которых сдвинуты на угол $\pi/2$. Кроме того, установлено, что вне дипольного резонанса диаграмма рассеяния слабо зависит от угла падения плоской волны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет частичного бюджетного финансирования в рамках государственного задания (тема 0030-2019-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
2. *Velichko E.A., Nosich A.I.* // Opt. Lett. 2013. V. 38. № 23. P. 4978.
3. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 896.
4. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 8. С. 757.
5. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
6. *Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
7. *Anyutin A.P., Stasevich V.I.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. 2006. V. 100. № 1–3. P. 16.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.37

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС СТРУКТУРЫ “ТОЛСТЫЙ” ЛЕД–МОРЕ” В ДИАПАЗОНЕ ОТ СВЕРХДЛИННЫХ ДО УЛЬТРАКОРОТКИХ РАДИОВОЛН

© 2021 г. Ю. Б. Башкуев^а, *, Л. Х. Ангархаева^а, Д. Г. Буянова^а, В. П. Мельчинов^б

^аИнститут физического материаловедения СО РАН,
ул. Сахьяновой, 6, Улан-Удэ, 670047 Российская Федерация

^бСеверо-Восточный федеральный университет,
ул. Кулаковского, 48, Якутск, 677000 Российская Федерация

*E-mail: buddich@mail.ru

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.

После доработки 09.03.2021 г.

Принята к публикации 17.04.2021 г.

Для расчетов электромагнитного поля над двухслойной структурой “толстый” лед–море” определены области применимости импедансных граничных условий для вертикально-поляризованной волны в диапазоне 0.01...120 МГц. Рассмотрены семь моделей ледяного покрова, толщина которого изменялась от 2 до 9 м. Результаты необходимы для расчетов функции ослабления W и уровня поля E на длинных, средних и коротких диапазонах радиоволн на трассах Северного морского пути.

DOI: 10.31857/S0033849421100041

ВВЕДЕНИЕ

Основы теории распространения электромагнитных волн над слоистыми импедансными средами развиты в работах [1–4]. Классиками радиопизики [1–4] разработана теория физического эффекта появления поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) в импедансной постановке задачи. Из теории, развитой в работах Г.И. Макарова, В.В. Новикова и Дж.Р. Уэйта, следует, что ПЭВ распространяется только над радиотрассами с сильно индуктивным поверхностным импедансом, например “лед–море”. Это основная особенность ПЭВ, которая выделяет ПЭВ среди других типов радиоволн, распространяющихся вдоль границы “воздух–подстилающая импедансная среда”. Из-за диффузии вдоль волнового фронта электромагнитная волна как бы “подтекает” к границе раздела этих сред и распространяется с меньшим затуханием, чем обычная “земная” (объемная) волна. В условиях покрытого льдом моря ПЭВ может распространяться вдоль такой слоистой структуры “лед–море” на значительные расстояния. Учет ПЭВ, важного физического механизма на радиотрассах “лед–море”, необходим для расчетов пространственно-энергетических характеристик арктических радиоканалов. Методика расчета функции ослабления W и уровня поля E над импедансными трассами подробно описана в работе [5]. Она основана на следующих методах расчета функции ослабления W поля земной волны: 1) ряд нормальных волн (ряд В.А. Фока) [2, 6]; 2) формула

Калинина–Фейнберга [7]; 3) интегральное уравнение Хаффорда [8]; 4) интегральное уравнение Фейнберга [7]. При расчетах подстилающая среда должна удовлетворять импедансным граничным условиям Шукина–Леонтовича, т.е. должно выполняться условие $|\delta|^2 \ll 1$ (δ – приведенный поверхностный импеданс радиотрассы).

Цель статьи – определить особенности частотной зависимости приведенного поверхностного импеданса δ для структуры “толстый лед”–море” в диапазоне 0.01...120 МГц. При расчетах толщина льда изменялась от 2 до 9 м, рассмотрены семь различных моделей ледяной структуры, которые учитывают соленость льда. Результаты моделирования необходимы для оценки условий распространения длинных, средних и коротких радиоволн (ДВ–СВ–КВ) на трассах Северного морского пути (СМП).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим поле вертикального электрического излучателя над плоской поверхностью. Модуль вертикальной составляющей $|E_i|$ электрического поля связан с модулем функции ослабления $|W|$ формулой:

$$|E_i| = \frac{300\sqrt{P}}{R} \left| W(SR) - \frac{1}{ikR} + \frac{1}{(ikR)^2} \right|,$$

где P – излучаемая мощность, кВт; R – расстояние от источника поля до точки приема вдоль

земной поверхности, км; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число (λ – длина волны), $1/ikR$ и $1/(ikR)^2$ – соответственно индукционный и статический члены, которые участвуют в формировании поля в ближней зоне излучателя; $W(SR)$ – функция ослабления поля относительно бесконечно проводящей плоскости; SR – численное расстояние, $S = ik\delta^2/2$ (δ – импеданс радиотрассы ($-\pi/2 < \varphi_\delta < \pi/2$)). Зависимость поля от времени принята в виде функции $\exp(-i\omega t)$.

$$W(SR) = 1 + 2\sqrt{SR} \exp(-SR) \int_{\sqrt{SR}}^{+\infty} \exp(z^2) dz.$$

При больших значениях $|SR|$, учитывая разложение интеграла вероятности от комплексного аргумента

$$\int_{\sqrt{SR}}^{+\infty} \exp(z^2) dz,$$

получаем

$$W(SR) = \begin{cases} -\sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} \geq 0 \\ 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR) - \sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} \leq 0 \end{cases}.$$

Выражение функции ослабления над сильно индуктивной трассой, когда $\text{Im } \sqrt{S} \leq 0$, содержит член $W_{\text{пов}} = 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR)$, соответствующий поверхностной волне. Максимум поверхностной волны, равный

$$|W_{\text{пов}}| = 2\sqrt{\pi|S|R} \exp(-kR|\text{Im } \delta| \cdot \text{Re } \delta),$$

наблюдается на расстоянии

$$R_{\text{макс}} = \frac{\lambda}{4\pi \text{Re } \delta |\text{Im } \delta|}.$$

На расстояниях $R \gg R_{\text{макс}}$ поверхностная волна экспоненциально затухает, и имеет место единая асимптотическая формула

$$W(SR) = -\frac{1}{2SR}.$$

Расчет функции ослабления поля земной волны над гладкой сильно-индуктивной поверхностью с учетом сферичности проводится с помощью известного ряда Фока [6]:

$$W(x, y, q) = \sqrt{i\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\exp(ixt_s) w(t_s - y)}{t_s - q^2 w(t_s)}.$$

Здесь $x = \frac{R}{a} \left(\frac{ka}{2}\right)^{1/3}$, $y = \left(\frac{2}{ka}\right)^{1/3} kh$, $q = i\delta \left(\frac{ka}{2}\right)^{1/3}$, где a – радиус Земли; R – расстояние от источника до точки приема, отсчитываемое вдоль сферической поверхности Земли; h – высота приема сигнала над поверхностью Земли. Параметры t_s являются корнями (нулями) трансцендентного уравнения $w'(t) - qw(t) = 0$.

В работе [5] рассмотрены условия распространения радиоволн над структурой “лед–море” в широком диапазоне частот при толщине льда до 2.7 м. Анализ расчетных данных по распростране-

нию ДВ-СВ-КВ-радиоволн показал, что необходимо провести численное моделирование модуля и фазы импеданса δ для модели “толстый лед”–море” в диапазоне частот от 10 кГц до 120 МГц. Задача для “толстого” льда возникла также при создании карт импеданса для центральной части Северного Ледовитого океана (СЛО) [9] с использованием данных по толщине льда h_i из карт ледовой обстановки для СЛО для разных сезонов года, представленных на сайте Арктического и Антарктического научно-исследовательского института (<http://www.aari.ru/projects/ecimo/index.php>). Отметим, что только при попадании фазы импеданса в сильно индуктивную область импедансов ($-\pi/2 < \varphi_\delta < -\pi/4$) на арктической радиотрассе может появиться ПЭВ.

2. ПРИВЕДЕННЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС СЛОИСТОЙ СРЕДЫ. МОДЕЛИ СТРУКТУРЫ “ТОЛСТЫЙ” ЛЕД–МОРЕ”

Приведенный поверхностный импеданс δ подстилающей среды определяется как отношение тангенциальных составляющих электрического E_τ и магнитного H_τ полей на границе раздела “воздух–подстилающая среда”:

$$\delta = E_\tau / (H_\tau \times Z_0),$$

где $Z_0 = 120\pi$ – характеристический импеданс свободного пространства [1–3]. Поверхностный импеданс $Z_s = E_\tau / H_\tau$ имеет размерность Ом, при нормировке на характеристический импеданс вакуума $Z_0 = 120\pi$ (Ом) получаем безразмерную величину, которую принято в радиофизике называть приведенным поверхностным импедансом δ . Частотная зависимость приведенного поверхност-

ного импеданса двухслойной среды “лед–море” рассчитана по формуле [10]

$$\delta = \delta_1 \frac{1 - R_{12} \exp(-i2k_0 \sqrt{\epsilon_{1k} - \sin^2 \theta} h_1)}{1 + R_{12} \exp(-i2k_0 \sqrt{\epsilon_{1k} - \sin^2 \theta} h_1)}, \quad (1)$$

где $R_{12} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1 + \delta_2}$ – коэффициент отражения на границе между слоями; δ_1, δ_2 – импедансы слоев; h_1 – толщина верхнего слоя; $k_0 = 2\pi/\lambda$; $\epsilon_{jk} = \epsilon_j + i60\lambda\sigma_j$ – относительная комплексная диэлектрическая проницаемость слоя (λ – длина волны; ϵ_j – диэлектрическая проницаемость j -го слоя; σ_j – электропроводность j -го слоя); θ – угол падения плоской вертикально поляризованной волны на границу раздела “воздух–подстилающая среда”. При расчетах принято, что монохроматическая волна имеет зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$. Приведенный поверхностный импеданс слоистой среды δ (далее – импеданс) зависит от электрических параметров слоев σ_j, ϵ_j , толщины слоев h_j , частоты поля ω и угла падения волны θ . Анализ расчетов поверхностного импеданса показал, что при малых значениях $|\epsilon_{1k}|$ верхнего слоя в случае произвольного угла падения θ необходимо использовать формулу для импеданса первого слоя:

$$\delta_1 = \sqrt{\epsilon_{1k} - \sin^2 \theta} / \epsilon_{1k}. \quad (2)$$

Расчеты импеданса для “толстого” морского льда (от 2 до 9 м) в диапазоне радиоволн от километровых до метровых показали ряд интересных свойств таких импедансных структур.

Рассмотрим семь различных моделей морского льда, которые учитывают слой снега и изменение электропроводности льда (диэлектрическая проницаемость льда для всех моделей равна $\epsilon_l = 4$).

1. В качестве “базовой” модели для расчетов примем двухслойную модельную среду “лед–море” с типичными параметрами для льда: $\sigma_l = 10^{-4}$ См/м, $\epsilon_l = 4$. Для морской воды примем $\epsilon_b = 87, \sigma_b = 3$ См/м.

2. Для модели “снег–лед–море” примем толщину снега 0.3 м, $\sigma_c = 10^{-5}$ См/м; $\epsilon_c = 1.5$. Параметры льда и его толщину не меняем.

3. Для модели “составной” лед–море” принимаем электропроводность верхнего слоя льда $\sigma_{l1} = 10^{-4}$ См/м и его толщину $h_{l1} = 0.5$ м; для среднего слоя $\sigma_{l2} = 10^{-3}$ См/м и толщину $h_{l2} = 1$ м; для нижнего слоя $\sigma_{l3} = 10^{-2}$ См/м и толщину $h_{l3} = 0.5$ м.

4. Модель ““соленый” лед–море” с электропроводностью слоя льда: $\sigma_l = 10^{-3}$ См/м при его толщине $h_l = 2$ м.

5. Модель ““соленый” лед–море” с электропроводностью слоя льда $\sigma_l = 10^{-2}$ См/м, толщина льда $h_l = 2$ м.

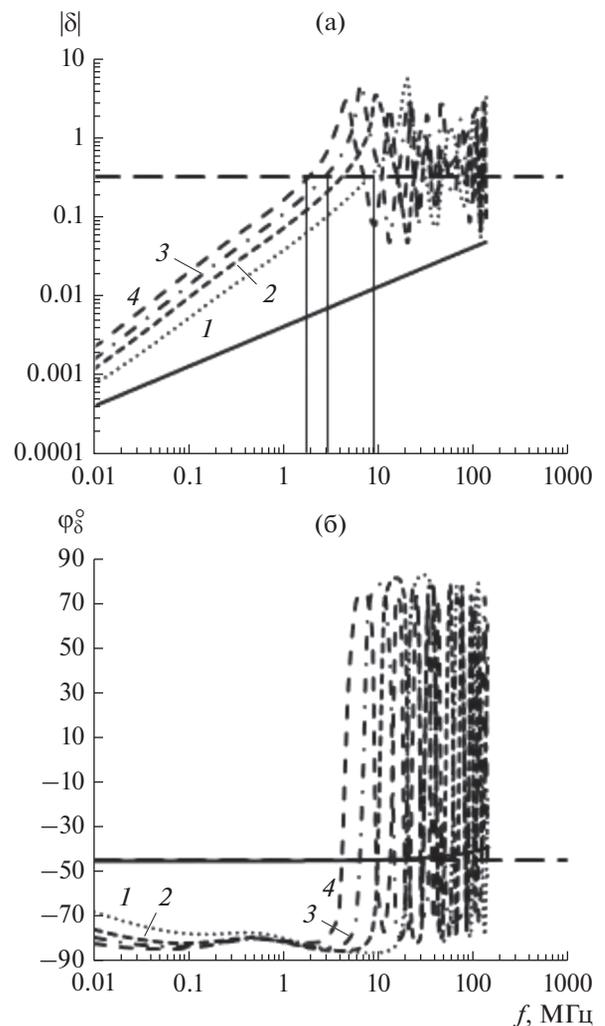


Рис. 1. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) приведенного поверхностного импеданса для двухслойного геоэлектрического разреза (ГЭР) “толстый” лед–море” с толщиной льда: 2 (1), 4 (2), 6 (3) и 9 м (4).

6. Модель ““градиентный” лед–море” с линейной зависимостью изменения электропроводности льда: $\sigma(z) = \sigma_0(1 + \alpha z)$. Электропроводность на верхней границе σ_0 равна $\sigma_l = 10^{-4}$ См/м, а на нижней границе равна электропроводности моря $\sigma_b = 3$ См/м.

7. Модель ““градиентный” лед–море” с экспоненциальной зависимостью изменения электропроводности льда: $\sigma(z) = \sigma_0 \exp(\beta z)$. Значения электропроводности на верхней и нижней границах такие же, как в модели 6.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 1–4 представлены частотные зависимости модуля и фазы импеданса δ для разных моделей морского льда. На всех рисунках модуль и фаза импеданса чистого моря обозначены сплош-

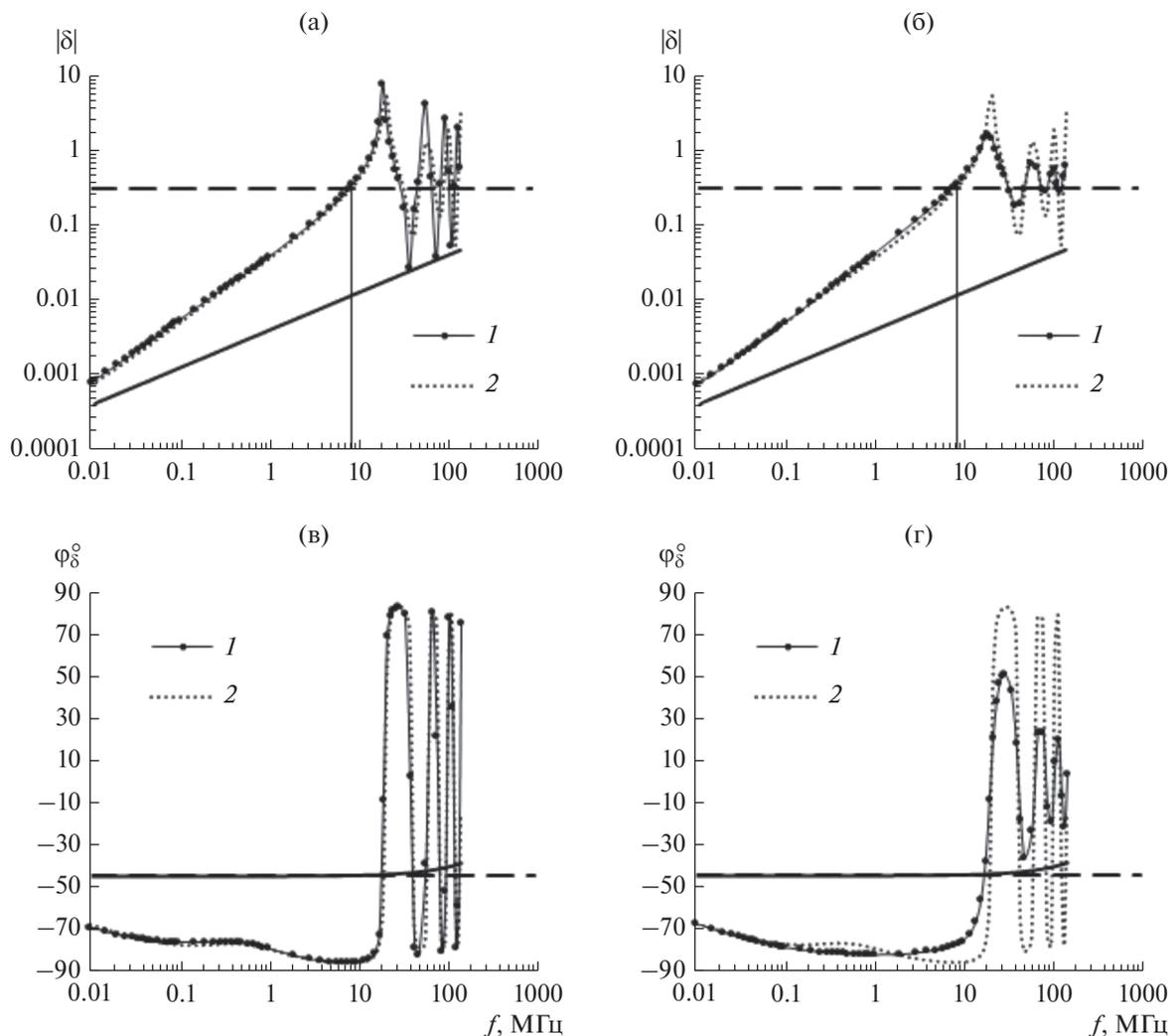


Рис. 2. Частотные зависимости модуля (а, б) и фазы (в, г) приведенного поверхностного импеданса: кривые 1 – для трехслойного ГЭР “снег–лед–морь” с толщиной снега 0.3 м и льда 2 м (а, в) и для четырехслойного ГЭР “составной” лед–морь” с суммарной толщиной льда 2 м (б, г); кривые 2 – “базовая” модель “лед–морь” (а–г).

ной линией. На рис. 1а, 2а, 2б, 3а, 4а и 4б горизонтальной штриховой линией ($|\delta| = 0.316$) обозначена граница применимости импедансных граничных условий, а на рис. 1б, 2в, 2г, 3б, 4в и 4г такая же линия соответствует фазе импеданса $\varphi_{\delta} = -45^{\circ}$.

На рис. 1 представлены частотные зависимости импеданса δ “базовой” модели для толщины льда 2, 4, 6 и 9 м. Для льда толщиной от 2 до 9 м фаза импеданса попадает в сильно индуктивную область ($\varphi_{\delta} = -67^{\circ} \dots -86^{\circ}$) в полосе частот от 0.01 и до 2...8 МГц. Чем толще лед, тем ниже верхняя граница попадания фазы импеданса в сильно индуктивную область. Выделим два частотных критерия возможного появления ПЭВ: 1) фаза импеданса попадает в сильно индуктивную область; 2) модуль импеданса удовлетворяет применимости импедансных граничных условий $|\delta| < 0.316$. Появление ПЭВ возможно до частоты 8 МГц.

Анализ зависимости импеданса δ от толщины льда показал, что для “толстого” льда модуль импеданса почти линейно зависит от толщины льда для всех рассмотренных моделей среды. Для толщины льда 2 м и наличия слоя снега толщиной 0.3 м и моделей “составной” лед, “соленый” лед (изменение электропроводности слоя льда на 1 и 2 порядка в сторону ее увеличения) дают очень близкие частотные зависимости модуля импеданса. Границу области попадания фазы импеданса в сильно индуктивную область определим как $\varphi_{\delta}^{\circ} = -46^{\circ}$. По этому критерию различаются, и довольно существенно, фазовые характеристики импеданса только для модели “соленый” лед при $\sigma_j = 10^{-2}$ См/м. Для этой модели существенно изменяется верхняя граница сильно индуктивной области, она находится около частоты 2 МГц. В целом расчеты показывают, что область появле-

ния ПЭВ для “толстого” льда смещается в сторону более низких частот. Для расчетов электромагнитного поля прежде всего следует сравнить значения модулей импедансов структуры “лед–море” с импедансом чистого моря. Рассмотрим представленные на рис. 1–4 расчетные значения модуля $|\delta|$ и фазы ϕ_{δ}° импеданса в диапазоне 0.01...9 МГц при толщине льда 2 м. Из расчетных данных следует, что практически для всех этих моделей фаза импеданса ϕ_{δ}° на рассмотренных частотах попадает в сильно индуктивную область (менее -45°), т.е. по эффективным электрическим параметрам трасса распространения соответствует слоистой среде “диэлектрик на проводнике”. Значения модуля импеданса для рассмотренных моделей среды на всех частотах от 10 кГц и до 8...9 МГц близки между собой. Они существенно больше (до 10...20 и более раз) модуля импеданса для чистого моря.

Сравнение модуля $|\delta|$ и фазы ϕ_{δ}° импеданса на частоте 300 кГц для трех моделей среды (лед–море; градиентный лед (линейное изменение)–море; градиентный лед (экспонента)–море) в зависимости от толщины льда (2...9 м) показало, что фаза импеданса ϕ_{δ}° для всех моделей и толщин льда попадает в сильно индуктивную область, от -77° до -83.8° , а модуль импеданса $|\delta|$ не превышает 0.0569, т.е. полностью выполняются импедансные граничные условия Шукина–Леонтовича.

При значениях модуля импеданса, удовлетворяющего импедансным граничным условиям, и сильно-индуктивных фазах импеданса следует ожидать появления ПЭВ [1–3, 5]. Уровень ПЭВ будет зависеть от толщины льда и находиться в полосе частот 0.3...9 МГц [11, 12]. Учет зависимости поверхностного импеданса от толщины слоя льда важен для систем радионавигации и связи в ДВ-СВ-диапазонах радиоволн [13–15]. Следовательно, при расчетах распространения импульсных ДВ-СВ-КВ-радиосигналов в импедансном канале “Земля–ионосфера” необходимо учитывать и дисперсионные свойства нижней стенки волновода – ледяной поверхности на море. Для таких структур проведены сравнительные расчеты условий распространения ДВ-СВ-радиоволн [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Классиками радиофизики [1–4] разработана теория физического эффекта появления ПЭВ на радиотрассах “лед–море” в импедансной постановке задачи для многослойной среды. Необходимо особо отметить физическую роль понятия поверхностного импеданса для решения различных прикладных задач в области радиосвязи, навигации, радиолокации и радиоэлектронной борьбы. Учет поверхностного импеданса, его модуля и фазы, важен в задачах длинноволновой и

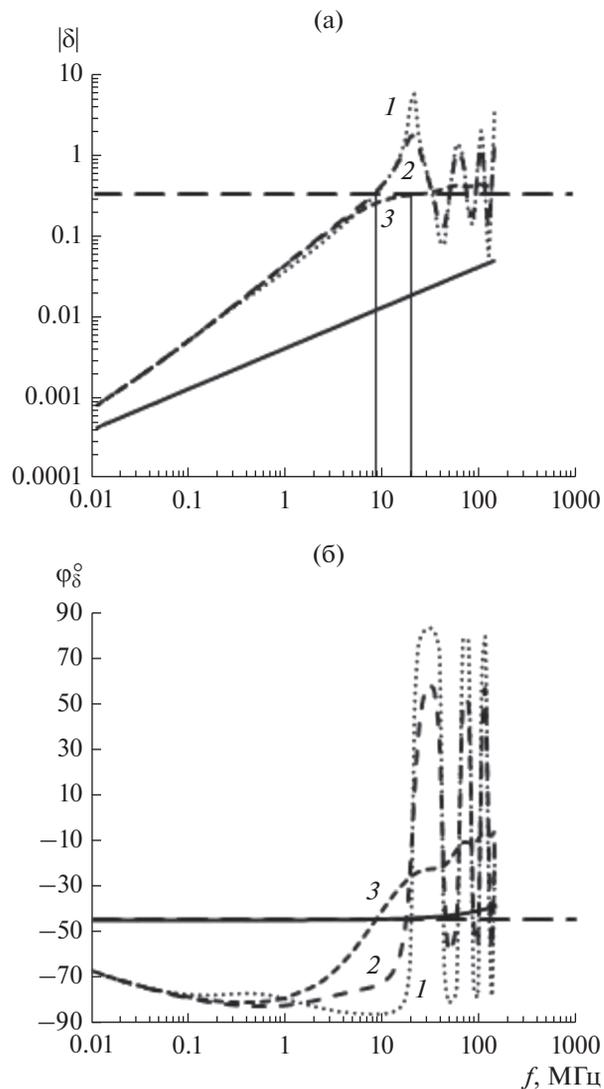


Рис. 3. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) приведенного поверхностного импеданса двухслойного ГЭР “соленый” лед–море” с толщиной льда 2 м и различной проводимостью льда: 10^{-3} (1) и 10^{-2} (2) См/м; кривая 3 – “базовая” модель “лед–море”.

средневолновой импульсно-фазовой радионавигации, например, таких как системы “Лоран-С” или “Чайка” [16], а также при приеме радиоволн под водой и льдом. Исследование условий распространения радиоволн над слоистой импедансной средой “лед–море” является новым направлением ярко выраженного прикладного назначения. Оно имеет и большое фундаментальное значение, связанное с поиском новых физических принципов для создания современных радиосистем, работающих в Арктике. Разработка моделей структуры “лед–море” для расчетов радиолиний в широком диапазоне длин волн является сложной задачей из-за многообразия геофизических факторов, влияющих на поведение подстилающей среды.

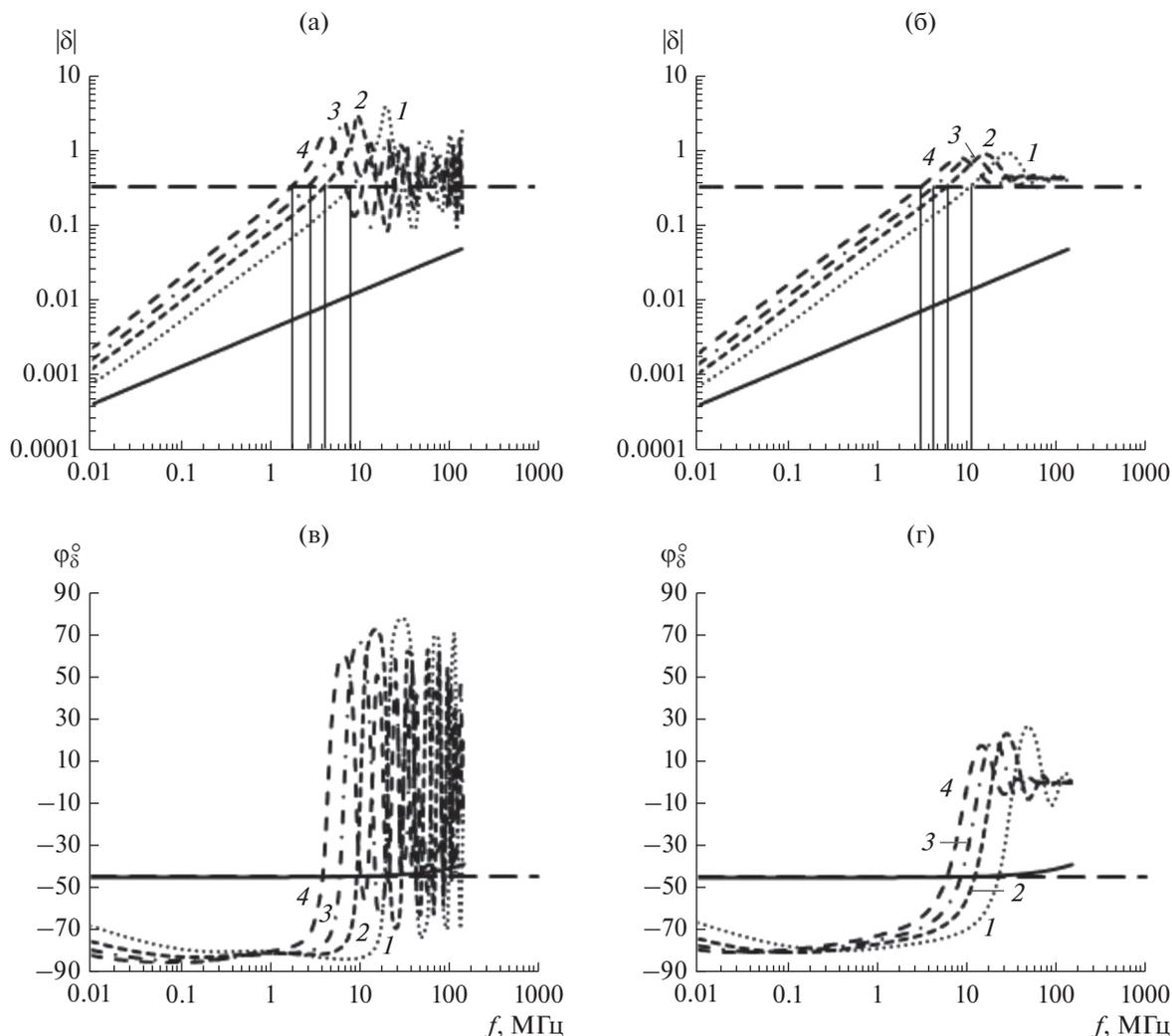


Рис. 4. Частотные зависимости модуля (а, в) и фазы (б, г) приведенного поверхностного импеданса для ГЭР: “градиентный” лед (экспонента)—море” (а, в) и “градиентный” лед (линейный)—море” (б, г); толщина льда 2 (1), 4 (2), 6 (3) и 9 (4) м.

Основная трудность при разработке численных моделей — отсутствие в достаточном объеме экспериментальных данных. Необходимо отметить, что сильно индуктивный импеданс может возникать только на неоднородных по глубине подстилающих структурах. В классической задаче Зоммерфельда такие эффекты отсутствуют.

На Северном морском пути протяженностью 5600 км наиболее сложные ледовые условия встречаются в восточной части — море Лаптевых, Восточно-Сибирское и Чукотское моря. Толщина льда достигает 3...6 м и иногда доходит до 8–9 м. Возникают серьезные трудности при проводке караванов судов даже мощными современными ледоколами. В этих же районах работает сеть контрольно-корректирующих станций системы ГЛОНАСС [13]. Проливы СМП, через которые проходят караваны судов, имеют небольшие глу-

бины, иногда не превышающие 10 м. Современные суда с осадкой до 12...15 м не могут проходить через эти проливы. Поэтому трассы проводки таких судов должны быть проложены севернее нынешней трассы СМП. Эти районы Северного Ледовитого океана имеют более толстые льды [14]. Для расчетов электромагнитного поля над двухслойной структурой “толстый” лед—море” определены области применимости импедансных граничных условий для семи моделей ледяной среды в зависимости от толщины льда. По частотным зависимостям импеданса в полосе 0.01...120 МГц для ледяного покрова с малыми значениями относительной комплексной диэлектрической проницаемости определены частотные области сильно индуктивного импеданса в СДВ-ДВ-СВ-КВ-диапазонах, а также частотные полосы появления поверхностной электромагнитной волны. Ре-

зультаты необходимы для расчетов радиолиний на трассах Северного морского пути.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Развитие фундаментальных основ распространения СНЧ-СДВ-ДВ-СВ и УКВ радиоволн в неоднородных импедансных каналах”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wait J.R.* Electromagnetic Waves in Stratified Media. N.Y: Pergamon Press, 1962.
2. *Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т.* Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991.
3. *Макаров Г.И., Новиков В.В.* // РЭ. 2000. Т. 45. № 9. С. 1029.
4. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
5. *Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г.* // Техника радиосвязи. 2016. № 1. С. 89.
6. *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.
7. *Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Физматлит, 1999.
8. *Hufford G.A.* // Quarterly Appl. Mathem. 1952. V. 9. P. 391.
9. *Bashkuev Yu.B., Naguslaeva I.B., Buyanova D.G., Auyrov D.B.* // Proc. SPIE 10833, 24rd Intern. Symp. Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2018. V. 10833. 1083381 (13 December 2018). <https://doi.org/10.1117/12.2504432>.
10. *Ангархаева Л.Х.* Пакет программ “Импеданс” для решения задач радиоимпедансного зондирования. Свидетельство об офиц. регистрации программы для ЭВМ № 2002610893. Оpubл. 20.06.2002 офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем”. № 6.
11. *Башкуев Ю.Б., Нагуслева И.Б., Хантанов В.Б., Дембелов М.Г.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 2. С. 153.
12. *Башкуев Ю.Б., Ангархаева Л.Х., Нагуслева И.Б. и др.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 5. С. 400.
13. *Каретников В.В., Пащенко И.В., Соколов А.И.* // Вестн. гос. ун-та морского и речного флота им. адмирала С.О. Макарова. 2015. Вып. 6. С. 166.
14. *Митник Л.М., Хазанова Е.С.* // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 2. С. 100.
15. *Бондаренко В.Н., Кокорин В.И.* Широкополосные радионавигационные системы с шумоподобными частотно-манипулированными сигналами. Новосибирск: Наука, 2011.
16. *Кинкулькин И.Е., Рубцов В.Д., Фабрик М.А.* Фазовый метод определения координат. М.: Сов. радио, 1979.

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.396.677

СИНТЕЗ МНОГОЛУЧЕВЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ С АКТИВНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ

© 2021 г. В. А. Кашин^а, И. С. Шурыгина^а, *

^аНПО “Алмаз”,

Ленинградский просп., 80/16, Москва, 125190 Российская Федерация

*E-mail: irshurygina@gmail.com

Поступила в редакцию 15.10.2020 г.

После доработки 26.03.2021 г.

Принята к публикации 06.04.2021 г.

Рассмотрен простой подход к созданию многолучевых диаграмм, когда имеется один СВЧ вход/выход, а комплект лучей формируется как лучи одной многолучевой диаграммы направленности. Показано, что алгоритм фазового синтеза многолучевой диаграммы является более простым для реализации, чем алгоритм амплитудно-фазового синтеза. Кроме того, показано, что фазовый синтез имеет существенно меньшие потери энергии, чем амплитудно-фазовый. Рассмотрен принцип одновременного формирования нескольких лучей в цифровой антенной решетке. Показано, что если антенная решетка имеет блочное построение, то вычисление фазового распределения можно проводить параллельно во всех встроенных вычислителях, что обеспечивает высокую скорость вычислений всего массива фаз для излучающей апертуры.

DOI: 10.31857/S0033849421100089

ВВЕДЕНИЕ

В литературе приводятся схемы построения многолучевых антенных решеток (АР) с независимым управлением лучами и возможностью плавного изменения их ориентации в пространстве, в которых используется СВЧ-аппаратура для создания индивидуального распределения токов на раскрыве антенны для каждого луча [1, 2]. При этом каждому лучу соответствует свой входной канал антенны и своя диаграмма направленности (ДН). По сравнению с однолучевой такие многолучевые решетки имеют более сложную конструкцию.

Возможен другой, более простой подход к созданию многолучевой АР, не требующий дополнительной СВЧ-аппаратуры для создания совокупности лучей с плавным и независимым управлением ориентацией, — это когда имеется один СВЧ-вход, а комплект лучей формируется как лучи одной многолучевой ДН, возбужденной одной совокупностью токов на раскрыве антенны. В теоретическом отношении синтез многолучевых ДН является неисследованной задачей для передающих антенных решеток и довольно простой для приемных цифровых [3].

Синтез многолучевых ДН АР интересен для практики с точки зрения повышения производительности радиолокационных станций (РЛС) со-

провождения и наведения при работе по группе целей на близких расстояниях.

При этом следует решить две задачи. Во-первых, синтезировать многолучевую ДН на передачу для подсвета группы целей. Во-вторых, на прием из совокупности отраженных от целей сигналов, излученных лучами передающей диаграммы, необходимо выделить сигналы, принадлежащие только одному лучу.

Основная часть данной работы посвящена первой задаче. Рассмотрены два метода синтеза в зависимости от набора управляемых параметров: фазовый метод, когда регулируются фазы антенных элементов, и амплитудно-фазовый, когда регулируются как фазы, так и амплитуды токов на антенных элементах. Вторым методом применим в случае активных фазированных АР. Показано также, что вопрос реализации многолучевых приемных ДН с селекцией сигналов, принадлежащих одному передающему лучу, не является проблемным и решается на основе применения цифровых АР [3].

Первые результаты по синтезу многолучевых ДН АР были опубликованы в работе [4]. В то время в антенной технике имели широкое распространение пассивные фазированные антенные решетки (ФАР). В пассивных ФАР управляемыми параметрами являются фазы антенных эле-

ментов, поэтому в [4] рассматривался фазовый синтез.

1. ФАЗОВЫЙ СИНТЕЗ МНОГОЛУЧЕВЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ

Из результатов работы [4] следует, что фазовое распределение φ_{nm} (nm – номер антенного элемента в решетке) для синтеза многолучевой ДН плоского раскрыва с минимальными потерями коэффициентов усиления лучей (по отношению к синфазному раскрыву) следует искать в виде

$$\varphi_{nm} = \arg \left\{ \sum_{q=1}^Q \Lambda_q \exp(i\gamma_q) \exp(-i\vec{k}_q \vec{r}_{nm}) \right\}, \quad (1)$$

где Q – количество лучей, Λ_q и γ_q – неизвестные вещественные параметры, \vec{k}_q – волновые векторы, задающие ориентацию лучей, \vec{r}_{nm} – вектор, задающий положение антенного элемента с номером nm на раскрыве антенны. Однако в [4] не указано, как определять неизвестные параметры Λ_q и γ_q . В данной работе рассмотрим задачу синтеза лучей с одинаковым уровнем их максимумов. Для определения фаз φ_{nm} предлагаем упрощенный вариант выражения (1), когда

$$\gamma_q \equiv 0, \quad \Lambda_q \equiv 1.$$

В этом случае

$$\varphi_{nm} = \arg \left\{ \sum_{q=1}^Q \exp(-i\vec{k}_q \vec{r}_{nm}) \right\}. \quad (2)$$

С точки зрения обеспечения стабильности уровня главных максимумов лучей многолучевой диаграммы желательно, чтобы направления главных максимумов расходились на величину, большую ширины ДН синфазного раскрыва.

Предполагая, что ДН антенных элементов являются изотропными, на основании выражения (2) выполним расчеты для синтеза трех- и четырехлучевой ДН решетки с квадратным раскрывом, содержащей 1600 антенных элементов, с квадратной ячейкой расположения. Расстояние между элементами $\lambda/2$ (λ – длина волны). Амплитудное распределение равномерное. Результаты расчетов для трехлучевой и четырехлучевой диаграмм представлены в табл. 1 и 2 соответственно. Для каждого варианта синтеза приведены значения обобщенных углов u_q, v_q , характеризующих положения главных максимумов лучей, и значения уровней лучей синтезированной диаграммы, нормированных относительно уровня главного луча синфазного раскрыва. Величины u_q и v_q связаны с

Таблица 1. Трехлучевая диаграмма направленности

Обобщенные углы u_q, v_q	Уровни лучей, дБ		
	1-й луч	2-й луч	3-й луч
$u_1 = -0.25, v_1 = 0$ $u_2 = 0.34, v_2 = 0$ $u_3 = 0, v_3 = -0.25$			
$u_1 = 0, v_1 = 0$ $u_2 = 0.15, v_2 = 0.08$ $u_3 = 0.24, v_3 = 0.24$	-5.6	-5.6	-5.5
$u_1 = 0.08, v_1 = 0$ $u_2 = 0.29, v_2 = 0.17$ $u_3 = -0.11, v_3 = -0.13$	-5.6	-5.45	-5.5
$u_1 = 0.5, v_1 = 0$ $u_2 = 0, v_2 = 0.54$ $u_3 = 0, v_3 = -0.17$	-5.8	-5.52	-5.48
	-5.6	-5.35	-5.55

Таблица 2. Четырехлучевая диаграмма направленности

Обобщенные углы u_q, v_q	Уровни лучей, дБ			
	1-й луч	2-й луч	3-й луч	4-й луч
$u_1 = 0.25, v_1 = 0.06$ $u_2 = 0.21, v_2 = 0.21$ $u_3 = 0.08, v_3 = 0.15$ $u_4 = 0.19, v_4 = 0.06$				
$u_1 = 0.25, v_1 = 0.06$ $u_2 = 0.21, v_2 = 0.21$ $u_3 = 0.08, v_3 = 0.15$ $u_4 = 0.16, v_4 = 0.05$	-5	-6.7	-6.9	-5
$u_1 = 0, v_1 = 0$ $u_2 = 0.15, v_2 = 0.08$ $u_3 = 0.24, v_3 = 0.24$ $u_4 = 0.17, v_4 = 0.46$	-7.7	-6.8	-7.4	-6.4
$u_1 = 0.5, v_1 = 0$ $u_2 = 0, v_2 = 0.34$ $u_3 = 0, v_3 = -0.17$ $u_4 = -0.34, v_4 = 0$	-6.7	-7.23	-7.1	-7.24
	-6.9	-6.8	-6.8	-6.9

углами сферической системы координат соотношениями

$$u_q = \sin \theta_q \cos \varphi_q, \quad v_q = \sin \theta_q \sin \varphi_q.$$

Среднее значение потерь усиления η_3 в максимуме синтезированных лучей для трехлучевой диаграммы по данным табл. 1 составляет

$$\eta_3 = -5.54 \text{ дБ}. \quad (3)$$

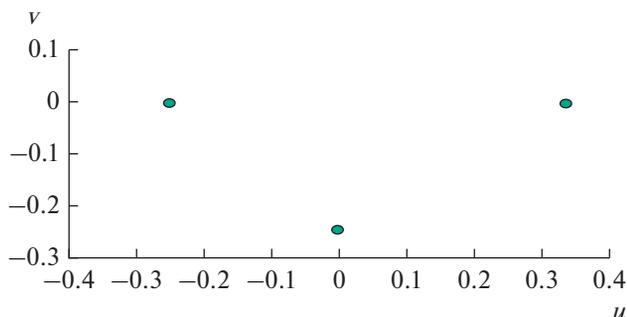


Рис. 1. Фазовый синтез трехлучевой диаграммы направленности. Расположение лучей на координатной плоскости u, v .

Среднее значение потерь усиления η_4 в максимуме лучей четырехлучевой диаграммы согласно табл. 2 составляет

$$\eta_4 = -6.99 \text{ дБ.} \quad (4)$$

Для двухлучевой диаграммы, как показано в [3], средний уровень потерь усиления равен

$$\eta_2 = -3.9 \text{ дБ.}$$

Если исходить из физических соображений, то можно полагать, что при переходе от однолучевой диаграммы к многолучевой мощность делится между лучами пропорционально их количеству. Тогда коэффициенты усиления в главных лучах многолучевой диаграммы должны быть ослаблены в Q раз, где Q – количество лучей. Иначе говоря, коэффициенты ослабления в случае синтеза, близкого к оптимальному, должны иметь значения

$$\eta_Q^0 = -10 \lg Q. \quad (5)$$

Для $Q = 3$ и $Q = 4$ эти значения соответственно равны $\eta_3^0 = -4.77$ дБ и $\eta_4^0 = -6.02$ дБ. Как видим, расчетные и оптимальные значения близки друг к другу (с отличием меньше 1 дБ). Данный результат показывает, что для фазового синтеза многолучевой ДН с одинаковыми коэффициентами усиления в максимумах отдельных лучей можно использовать довольно простое в вычислительном отношении выражение (2) с учетом, что угловое разделение лучей должно превосходить ширину луча синфазного раскрыва.

На рис. 1 приведен пример синтеза трехлучевой диаграммы направленности, на котором представлены диаграммы в области главных лучей по уровню выше –10 дБ. Угловые координаты лучей соответствуют координатам, указанным в первой строке табл. 1. На рис. 2а, 2б приведены сечения многолучевой диаграммы в плоскостях $v = 0$ и $v = -0.25$ соответственно.

2. АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЙ СИНТЕЗ МНОГОЛУЧЕВЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ

Предлагаемый метод амплитудно-фазового синтеза многолучевой диаграммы направленности основан на формировании парциальных диаграмм плоского раскрыва. Предположим, что нужно сформировать Q лучей в направлениях u_q, v_q , где $1 \leq q \leq Q$. Для формирования q -й парциальной диаграммы на раскрыве ФАР реализуем распределение токов единичной амплитуды с линейной зависимостью фаз от координат точки раскрыва

$$\dot{a}_{nm}^{(q)} = \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)). \quad (6)$$

Распределение (6) создает парциальную ДН

$$f_q(u, v) = \sum_{n,m} \exp(ikx_n(u - u_q) + iky_m(v - v_q)). \quad (7)$$

Для Q парциальных диаграмм суммарное амплитудно-фазовое распределение имеет вид

$$\dot{A}_{nm} = \sum_{q=1}^Q \dot{a}_{nm}^{(q)} = \sum_{q=1}^Q \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)), \quad (8)$$

а результирующая многолучевая диаграмма имеет вид

$$F(u, v) = \sum_{n,m} \sum_{q=1}^Q \exp(ikx_n(u - u_q) + iky_m(v - v_q)). \quad (9)$$

2.1. Общие соотношения для оценки потерь энергии фАР с многолучевой диаграммой направленности

Энергетический потенциал Π передающей однолучевой активной ФАР (АФАР) описывается выражением [6]

$$\Pi = PD, \quad (10)$$

где P – излучаемая антенной мощность, D – коэффициент усиления в максимуме луча.

Энергетический потенциал $\Pi^{(q)}$ для q -го луча синтезированной многолучевой ДН имеет вид

$$\Pi^{(q)} = P_m D^{(q)}, \quad (11)$$

где P_m – общая мощность, излучаемая многолучевой антенной, $D^{(q)}$ – коэффициент усиления, соответствующий максимуму q -го луча.

Из (10) и (11) следует, что потери энергетического потенциала при переходе от однолучевой к многолучевой диаграмме определяются формулой

$$\Pi^{(q)}/\Pi = \eta_1 \eta_2, \quad (12)$$

где величина

$$\eta_1 = D^{(q)}/D \quad (13)$$

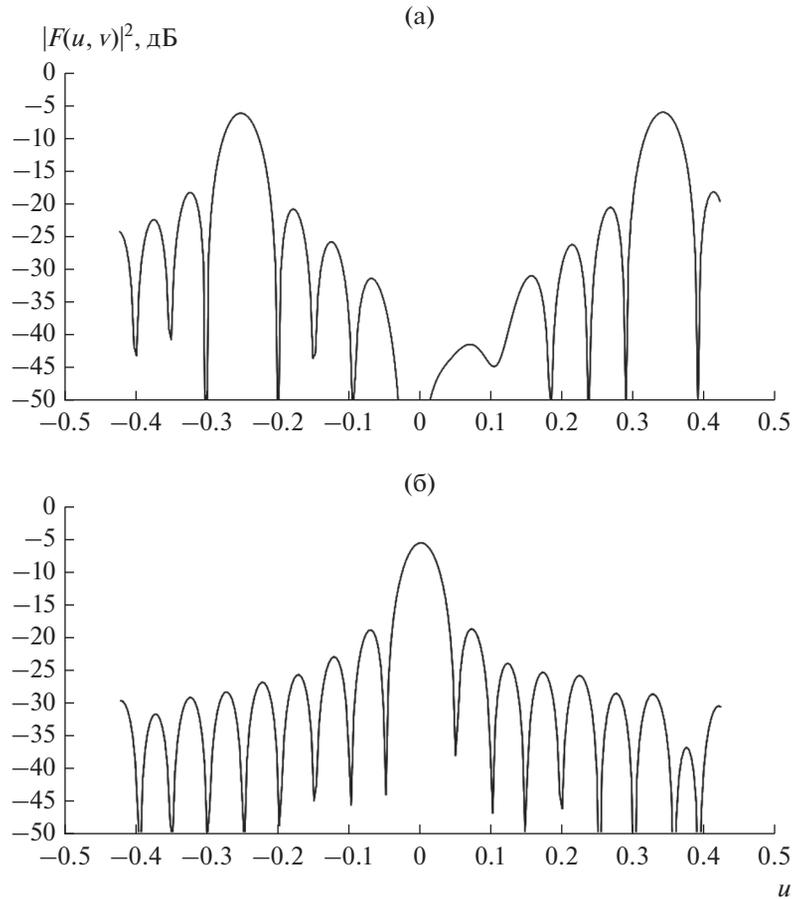


Рис. 2. Фазовый синтез трехлучевой диаграммы направленности. Сечения в плоскостях $v = 0$ (а) и $v = -0.25$ (б).

– относительные потери коэффициента усиления, а величина

$$\eta_2 = P_m/P \tag{14}$$

– относительные потери мощности, которые физически объясняются амплитудной регулировкой коэффициентов передачи каналов АФАР с помощью аттенюаторов.

Потери усиления, обусловленные неравномерностью амплитудно-фазового распределения на плоском раскрытии по отношению к ФАР с равномерным возбуждением [5], рассчитываются по формуле

$$\eta_1 = \frac{\left| \sum_{n,m} \dot{A}_{nm} \right|^2}{R \sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2}, \tag{15}$$

где R – общее число антенных элементов.

Выражение (15) дает оценку изменения коэффициента усиления для направления излучения вдоль нормали к раскрытию: $u = 0, v = 0$. (u, v – обобщенные угловые координаты).

Величина $\sum_{n,m} \dot{A}_{nm}$ – это значение диаграммы направленности:

$$F(u, v) = \sum_{nm} \dot{A}_{nm} \exp(ikx_n u + iky_m v)$$

в направлении $u = 0, v = 0$.

Для других направлений u, v потери усиления будут описываться выражением

$$\eta_1 = \frac{\left| \sum_{n,m} \dot{A}_{nm} \exp(ikx_n u + iky_m v) \right|^2}{R \sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2}. \tag{16}$$

С учетом (8) и (9) величина потерь усиления (16) описывается выражением

$$\eta_1 = \frac{\left| \sum_{n,m} \sum_q \exp(ikx_n(u - u_q) + iky_m(v - v_q)) \right|^2}{R \sum_{n,m} \left| \sum_q \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)) \right|^2}. \tag{17}$$

Для направления максимума s -й диаграммы $u = u_s, v = v_s$ из (17) получим

$$\eta_1 = \frac{\left| \sum_{n,m} \left\{ 1 + \sum_{q \neq s} \exp(ikx_n(u_s - u_q) +iky_m(v_s - v_q)) \right\} \right|^2}{R \sum_{n,m} \left| \sum_{q=1}^Q \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)) \right|^2}. \quad (18)$$

2.2. Потеря усиления в максимумах лучей, обусловленная коэффициентами возбуждения антенных элементов. Асимптотическая оценка

Дадим асимптотическую оценку величины (18). Сначала преобразуем числитель C_1 выражения (18), проведя суммирование по n и m :

$$C_1 = \left| R + R \sum_{q \neq s} f(u_s - u_q) f(v_s - v_q) \right|^2, \quad (19)$$

где $f(u_s - u_q), f(v_s - v_q)$ – ДН плоского раскрыва. Будем полагать, что раскрыв имеет квадратную форму с квадратной ячейкой расположения антенных элементов со стороной d и общим числом элементов $N \times M = N^2 = R$.

Тогда

$$f(u_s - u_q) = \frac{\sin(0.5Nkd(u_s - u_q))}{N \sin(0.5kd(u_s - u_q))}, \quad (20)$$

$$f(v_s - v_q) = \frac{\sin(0.5Nkd(v_s - v_q))}{N \sin(0.5kd(v_s - v_q))}. \quad (21)$$

Пусть ширина луча по первому нулю антенной решетки с равномерным возбуждением есть $\psi^{(0)}$. Тогда, если

$$|u_s - u_q| > 5\psi^{(0)},$$

то

$$|f(u_s - u_q)| < 0.032. \quad (22)$$

Аналогично для

$$|v_s - v_q| > 5\psi^{(0)}$$

получим

$$|f(v_s - v_q)| < 0.032. \quad (23)$$

Эти оценки показывают, что для больших угловых расстояний между лучами многолучевой диаграммы, как это следует из (19), имеем

$$C_1 \approx R^2. \quad (24)$$

В тех же предположениях оценим величину знаменателя C_2 выражения (18):

$$C_2 = R \sum_{n,m} \left| \sum_{q=1}^Q \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)) \right|^2. \quad (25)$$

Заметим, что

$$\left| \sum_{q=1}^Q \exp(-i(kx_n u_q + ky_m v_q)) \right|^2 = \sum_{q=1}^Q 1 + \sum_{p \neq q} \sum_{p \neq q} \exp(-ikx_n(u_q - u_p) -iky_m(v_q - v_p)). \quad (26)$$

Из (25) и (26) с учетом суммирования по n и m следует:

$$C_2 = R^2 Q + R \sum_{p \neq q} \sum_{p \neq q} \frac{\sin(0.5Nkd(u_q - u_p))}{N \sin(0.5kd(u_q - u_p))} \times \frac{\sin(0.5Nkd(v_q - v_p))}{N \sin(0.5kd(v_q - v_p))}.$$

Если углы разделения между направлениями u_q, v_q ($q = 1, \dots, Q$) для разных q больше ширины луча синфазного раскрыва, то для C_2 получаем выражение

$$C_2 \approx R^2 Q. \quad (27)$$

Из (18), (24) и (27) следует асимптотическая оценка потери усиления в максимумах лучей многолучевой ДН, обусловленной неравномерностью возбуждения антенного раскрыва:

$$\eta_1 = 1/Q, \quad (28)$$

что соответствует и физическим соображениям. В активной ФАР реализация амплитудно-фазового распределения (8) осуществляется за счет регулировки в передающих каналах фазовращателей и аттенюаторов. Введение затуханий с помощью аттенюаторов вызывает потери суммарной мощности, излучаемой антенной.

Оценим потери мощности (14), обусловленные ее ослаблением аттенюаторами в отдельных каналах. При равномерном амплитудном распределении, когда этого ослабления нет, суммарная излучаемая мощность равна

$$P_{\Sigma}^{(1)} = P_0 R, \quad (29)$$

где P_0 – излучаемая мощность одного канала при отсутствии ослабления, обусловленного аттенюаторами канала, R – общее число передающих каналов.

При формировании неравномерного распределения (8) определяется максимальное значение

амплитуды на раскрыве $|\dot{A}_{nm}|_{\max}$. В передающем канале, соответствующем максимальному значению амплитуды, затухание не вводится.

В остальных каналах вводятся затухания мощности, равные $|\dot{A}_{nm}|^2 / |\dot{A}_{nm}|_{\max}^2$. В этом случае величина ослабленной суммарной мощности $P_{\Sigma}^{(2)}$ будет равна

$$P_{\Sigma}^{(2)} = P_0 \sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2 / |\dot{A}_{nm}|_{\max}^2 \quad (30)$$

и коэффициент ослабления мощности равен

$$\eta_2 = P_{\Sigma}^{(2)} / P_{\Sigma}^{(1)} = \frac{1}{R} \sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2 / |\dot{A}_{nm}|_{\max}^2.$$

Отметим, что распределению (30) соответствует распределение комплексных нормированных амплитуд:

$$\dot{B}_{nm} = \dot{A}_{nm} / |\dot{A}_{nm}|_{\max}. \quad (31)$$

Из (25) следует, что

$$\sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2 = C_2 / R. \quad (32)$$

Воспользовавшись выражением (27), для асимптотической оценки величины (32) получим выражение

$$\sum_{n,m} |\dot{A}_{nm}|^2 \approx RQ. \quad (33)$$

Из (31) и (33) следует асимптотическая оценка η_2 :

$$\eta_2 = Q / |\dot{A}_{nm}|_{\max}^2. \quad (34)$$

Суммарные потери энергии в максимумах лучей по сравнению с однолучевой диаграммой раскрыва вычислим по формуле

$$\eta_{\Sigma} = \eta_1 \eta_2 = 1 / |\dot{A}_{nm}|_{\max}^2. \quad (35)$$

2.3. Аналитические выражения потерь энергии для частных случаев

В общем случае аналитические выражения для величины (35) получить не удастся. Рассмотрим некоторые частные случаи. В соответствии с (8) величины \dot{A}_{nm} есть сумма Q распределений на раскрыве решетки токов единичной амплитуды с линейным фазовым распределением.

Если фазовые распределения выбраны таким образом, что они имеют фазу, равную 0 на одном и том же антенном элементе с номером nm , то очевидно, что на этом элементе будет максимальная амплитуда токов, равная Q . В этом случае имеем максимальное ослабление энергии (см. (35)):

$$\eta_{\Sigma} = 1 / Q^2. \quad (36)$$

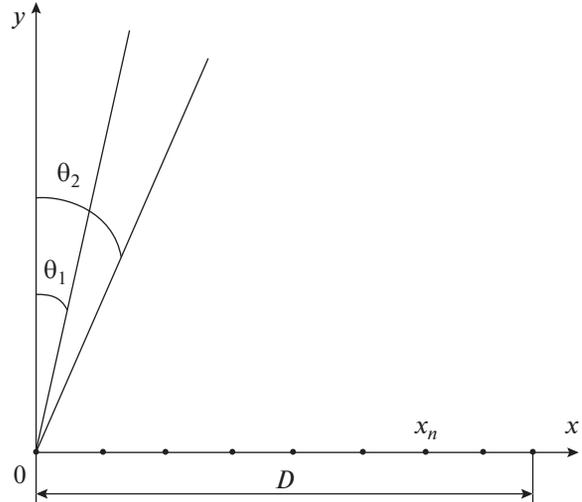


Рис. 3. Случай двух лучей с углами θ_1 и θ_2 .

Чтобы избежать максимальных потерь, можно попытаться выбирать распределения с некоторой начальной фазовой константой φ_q :

$$\Phi_q = -(kx_n u_q + ky_n v_q) + \varphi_q, \quad (37)$$

чтобы они не оказывались одинаковыми на каком-либо антенном элементе.

Однако в случае синтеза двухлучевой диаграммы фазовая добавка φ_q не позволяет избежать максимальной потери энергии. Покажем это на примере линейной АР. Предположим, что для этой решетки требуется синтезировать двухлучевую ДН с направлениями ориентации лучей $u_1 = \sin \theta_1, u_2 = \sin \theta_2$, где углы θ_1 и θ_2 отсчитываются относительно нормали к оси решетки (рис. 3).

На раскрыве возбуждается сумма двух амплитудно-фазовых распределений

$$\dot{A}_n = \exp(-ikx_n u_1) + \exp(-ikx_n u_2 + i\varphi), \quad (38)$$

где φ – некоторая фаза. На раскрыве антенны найдется точка, где фазы двух линейных фазовых распределений будут одинаковыми:

$$-kx_n u_1 = -kx_n u_2 + \varphi. \quad (39)$$

Из (39) следует

$$x_n = \frac{\varphi}{k(u_2 - u_1)}. \quad (40)$$

Если точка x_n лежит на раскрыве решетки, то должно выполняться условие

$$\left| \frac{\varphi}{k(u_2 - u_1)} \right| \leq D,$$

где D – длина раскрыва. Это значит, что угол разделения $|u_2 - u_1|$ максимумов лучей должен удовлетворять условию

$$|u_2 - u_1| \geq \varphi \lambda / 2\pi D = (\varphi / 2\pi) \Delta u,$$

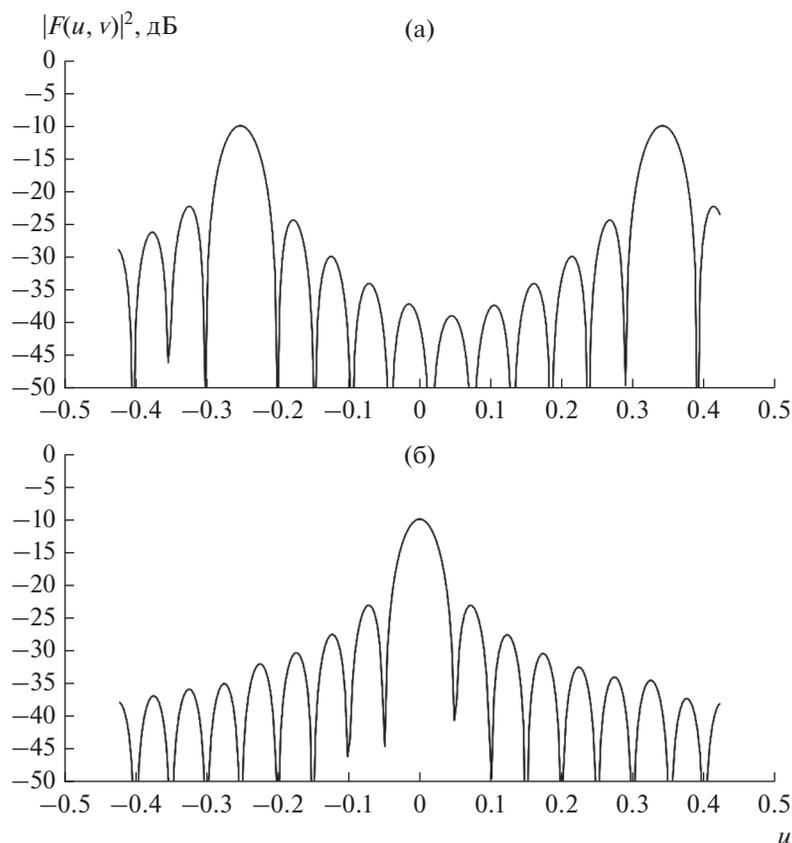


Рис. 4. Амплитудно-фазовый синтез трехлучевой диаграммы направленности. Сечения в плоскостях $\nu = 0$ (а) и $\nu = -0.25$ (б).

где Δu — ширина луча синфазного раскрыва, $0 \leq \varphi < \pi$.

Например, для фазы $\varphi = \pi$ из последнего выражения получаем

$$|u_2 - u_1| \geq \Delta u/2,$$

т.е. в этом случае угол разделения должен быть более половины ширины луча $\Delta u/2$.

В точке x_n , где выполняется равенство (39), имеем

$$|\dot{A}_{nm}|_{\max} = 2.$$

В результате для двухлучевой диаграммы относительные потери энергии (30) имеют величину $\eta_{\Sigma} = 1/4$, т.е. подчиняются закономерности (36), хотя для оптимальной величины (28) потери составляют $\eta_{\Sigma} = 1/2$.

Потери энергии для числа лучей, большего двух, должны определяться путем численного определения $|\dot{A}_{nm}|_{\max}^2$ для каждого конкретного случая ориентировки лучей в пространстве. С привлечением серии расчетов была проанализирована эффективность введения различных фазовых констант φ_q для случая трех лучей, обобщен-

ные угловые координаты которых соответствовали первой строке табл. 1. Были рассмотрены девять произвольных комбинаций фаз $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ из интервала $[0, 2\pi]$ и получены значения потерь энергии для каждого из трех лучей, близкие к значению -9.54 дБ, соответствующего формуле (36). Следовательно, введение комбинаций начальных фаз φ_q не является эффективной мерой уменьшения потерь энергии для трехлучевой диаграммы. Вероятно, что данный вывод распространяется на большее количество лучей многолучевой ДН.

Был проведен амплитудно-фазовый синтез трехлучевой диаграммы. Конфигурация АР и направления ориентации лучей были выбраны теми же, что и в случае фазового синтеза, представленного на рис. 1. На рис. 4а, 4б приведены сечения многолучевой диаграммы в плоскостях $\nu = 0$ и $\nu = -0.25$. Была определена величина максимальной амплитуды

$$|A_{nm}|_{\max} = 2.97$$

и потери энергии (30) $\eta_{\Sigma} = 9.6$ дБ.

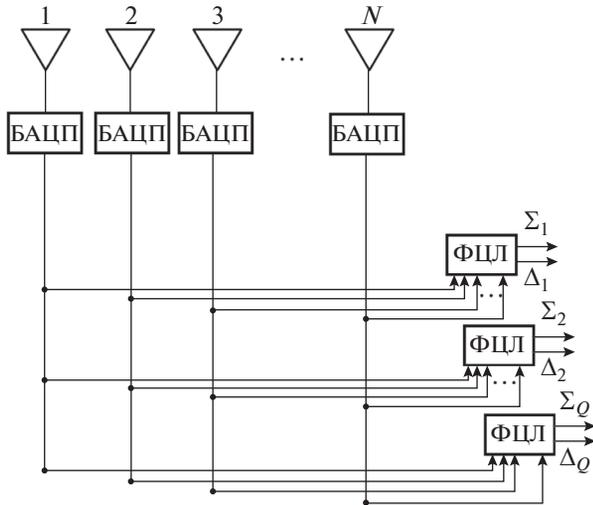


Рис. 5. Схема линейной цифровой антенной решетки.

3. ПРИНЦИП ОДНОВРЕМЕННОГО ФОРМИРОВАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ЛУЧЕЙ В ЦИФРОВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКЕ

При рассмотрении построения цифровой многолучевой приемной решетки следуем работе [3]. В качестве примера рассматриваем линейную АР (рис. 5). Решетка имеет N антенных элементов, где N – четное число. Сигнал с выхода антенного элемента подводится к блоку аналого-цифрового преобразования (БАЦП), содержащему преобразователь частоты, усилитель и аналого-цифровой преобразователь.

Выход каждого БАЦП имеет Q ответвлений на Q формирователей цифровых лучей (ФЦЛ). В q -м формирователе выполняются следующие операции. Сигнал u_n с выхода n -го блока БАЦП умножается на весовой коэффициент $\dot{a}_n^{(q)}$

$$\dot{a}_n^{(q)} = a_n \exp(-ikx_n u_q), \quad (41)$$

где $u_q = \sin \theta_q$, θ_q – угол ориентировки q -го луча.

Взвешенные сигналы $u_n = u_n \dot{a}_n^{(q)}$ подаются на формирователи суммарной и разностной диаграмм для каждого q -го луча. В формирователях сначала вычисляются суммы для левой $u_{\text{лев}}$ и правой $u_{\text{прав}}$ половин решетки:

$$u_{\text{лев}} = \sum_{n=1}^{N/2} u_n \dot{a}_n^{(q)}, \quad u_{\text{прав}} = \sum_{n=1+N/2}^N u_n \dot{a}_n^{(q)},$$

а затем величины, соответствующие суммарной $F_{\Sigma_q}(u_q)$ и разностной $F_{\Delta_q}(u_q)$ диаграммам –

$$\Sigma_q = u_{\text{лев}} + u_{\text{прав}}, \quad (42)$$

$$\Delta_q = u_{\text{лев}} - u_{\text{прав}}. \quad (43)$$

Диаграммы (42) и (43) используются для моноимпульсной пеленгации целей в q -м луче и для последующей корректировки положения максимумов лучей в многолучевой диаграмме передающей АР.

Подчеркнем, одному формирователю приемного луча соответствует одна пара разностной и суммарной диаграмм. В результате q -й формирователь осуществляет селекцию сигналов, излученных q -м лучом многолучевой передающей диаграммы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Алгоритм фазового синтеза многолучевой диаграммы является более простым для реализации, чем алгоритм амплитудно-фазового синтеза. Если антенная решетка имеет блочное построение, причем каждый блок имеет встроенный вычислитель, то вычисление фазового распределения можно проводить параллельно во всех встроенных вычислителях, что обеспечивает высокую скорость вычислений всего массива фаз для излучающей апертуры.

В случае алгоритма амплитудно-фазового синтеза полностью распараллелить вычисления не удастся, из-за того что требуется произвести предварительный расчет всех значений амплитуд $|A_{nm}|$, а затем рассчитать их нормированные значения $|A_{nm}|/|A_{nm}|_{\text{max}}$. Кроме того, если в случае фазового синтеза требуется расчет и управление только фазами, то в случае амплитудно-фазового требуется расчет и управление амплитудами и фазами.

Фазовый синтез имеет существенно меньшие потери энергии, чем амплитудно-фазовый.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хансен Р.С. Фазированные антенные решетки. М.: Техносфера, 2012. Гл. 10.
2. Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Максимов В.М., Пономарев Л.И. Устройства СВЧ и антенны. М.: Радиотехника, 2006. Гл. 19.
3. Brookner E., Howell J.M. // Proc. IEEE. 1986. V. 74. № 4. P. 602.
4. Кашин В.А., Кухтевич А.В. // РЭ. 1979. Т. 24. № 12. С. 2415.
5. Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.Н. и др. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. М.: Радио и связь. 1985. С. 295.
6. Гостюхин В.Л., Трусов В.Н., Гостюхин А.В. Активные фазированные антенные решетки. М.: Радиотехника, 2011. Гл. 2.

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ
СИСТЕМЫ

УДК 621.396.67

ТРЕХФОКАЛЬНАЯ ТРЕХСЛОЙНАЯ
ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

© 2021 г. В. А. Калошин^а, *, Д. Т. Ле^б

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125007 Российская Федерация

^бМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 22.08.2019 г.

После доработки 21.11.2019 г.

Принята к публикации 15.12.2019 г.

Предложена и исследована трехфокальная планарная волноводно-щелевая антенная решетка, состоящая из трех слоев, первые два из которых представляют собой планарные волноводы, а третий – решетку прямоугольных металлических волноводов с парными продольными или поперечными щелями на широких стенках. В результате решения задачи синтеза найдена форма зеркал и положения щелей в прямоугольных волноводах, которые обеспечивают излучение плоской волны при трех положениях источника цилиндрической волны (облучателя) в планарном волноводе. Проведено исследование величины среднеквадратической абберации антенной решетки, оптимизированной в угле зрения 40 и 80 град при перемещении облучателя по фокальной кривой и показано, что эта величина в 4.5...11 раз меньше, чем у трехслойной двухзеркальной и двухслойной однозеркальной бифокальных антенных решеток.

DOI: 10.31857/S0033849421100077

ВВЕДЕНИЕ

Планарные многолучевые волноводно-щелевые антенные решетки (АР) с квазиоптическим формированием лучей рассматривались в ряде работ [1–7]. В простейшем случае такая АР содержит два слоя, которые связаны между собой параболической щелью или системой отверстий и замкнуты параболическим зеркалом [2, 3]. В первом слое решетки расположены облучатели. Однако из-за фазовых аббераций при сдвиге облучателя из фокуса параболического зеркала параболы такая антенна не может обеспечить широкоугольную многолучевую диаграмму направленности. Для уменьшения аббераций в работе [1] в качестве диаграммообразующей системы (ДОС) использована бифокальная волноводная зеркально-линзовая система, в работах [4–7] – трехфокальная система на основе микрополосковой линзы Ротмана. В работах [8–10] синтезирована и оптимизирована, а в работе [11] экспериментально исследована двухзеркальная апланатическая планарная ДОС, в работе [12] синтезирована и исследована двухзеркальная бифокальная ДОС, в работе [13] – трехзеркальная апланатическая ДОС, а в работе [14] – трехфокальная волноводная зеркально-линзовая планарная ДОС с одинаковыми длинами волноводов. Однако применение линзовых и зеркально-

линзовых систем с принудительным преломлением приводит к усложнению конструкции и увеличению потерь ДОС. В работе [15] предложена и исследована бифокальная волноводно-щелевая АР на основе простой двухслойной конструкции с эллиптическим зеркалом. Показана возможность формирования многолучевой диаграммы в угле зрения 80°. Дальнейшее расширение угла зрения и числа лучей ограничивается абберациями бифокальной системы.

В данной работе ставится и решается задача синтеза формы двух зеркал и положения щелей, обеспечивающих точную фокусировку при трех положениях облучателя на фокальной кривой в первом слое трехслойной волноводно-щелевой АР и оптимизации этих положений (фокусов) с целью минимизации среднеквадратической абберации (СКА) в углах зрения 80° и 40°. Также проводится анализ СКА синтезированных и оптимизированных антенн, результаты которого сопоставлены с соответствующими результатами для двухслойной однозеркальной бифокальной АР и трехслойной двухзеркальной бифокальной АР с прямыми линиями расположения щелей в соседних волноводах.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ СИНТЕЗА

Синтезируемая АР (рис. 1) состоит из трех слоев: первого – в виде планарного волновода 1 с расположенными на фокальной линии облучателями 2, второго – в виде планарного волновода 3, связанного через криволинейные щели 5 и 6 с первым и третьим, и третьего – в виде решетки заполненных диэлектриком прямоугольных волноводов 4, которые возбуждаются через криволинейную щель связи 6 между вторым и третьим слоями. Щели связи 5 и 6 находятся на краях планарных волноводов, которые замыкается конфокальными щелями зеркалами. В широкой стенке каждого прямоугольного волновода 4 периодически расположены парные продольные или поперечные щели 7.

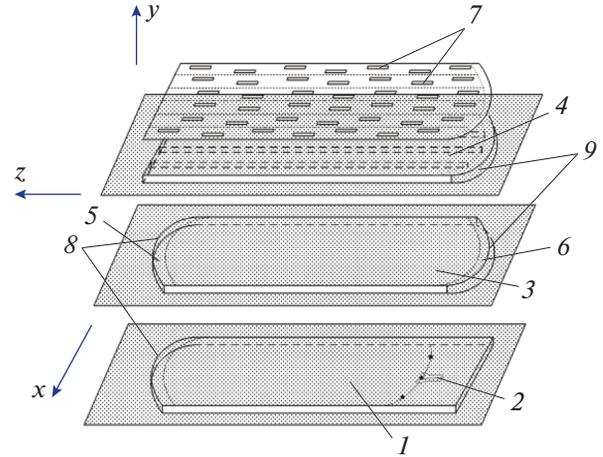


Рис. 1. Конструкция трехслойной волноводно-щелевой антенной решетки: 1 – планарный волновод первого слоя, 2 – облучатель, 3 – планарный волновод второго слоя, 4 – прямоугольный волновод третьего слоя, 5–7 – щели связи, 8, 9 – зеркала.

Цилиндрическая волна, излученная облучающим рупором на первом этапе, распространяется по планарному волноводу 1, отражается от первого зеркала 8 и через щель связи 5 попадает в планарный волновод 3 на втором слое. Далее она распространяется по планарному волноводу 3, отражается от второго зеркала 9 и через щель связи 6 возбуждает решетку прямоугольных волноводов 4. В каждом из прямоугольных волноводов возбуждается основная мода, которая, распространяясь вдоль волновода, излучает энергию через щели в его широкой стенке, в результате чего при условии синфазного излучения всех щелей антенной решетки формируется узкий луч с высоким усилением. При перемещении облучателя вдоль фокальной кривой изменяются фазовые соотношения между модами прямоугольных волноводов и в результате осуществляется сканирование луча антенны. При расположении на фокальной кривой нескольких облучателей реализуется многолучевой режим излучения АР.

Задача синтеза АР заключается в определении формы зеркал (щелей связи) и расположения щелей в волноводах, которые обеспечивают излучение плоской волны в трех направлениях при расположении облучателей в трех фокусах.

Нетрудно убедиться, что эта задача эквивалентна трехмерной задаче синтеза двухмерной трехзеркальной системы, с одной стороны которой расположены два симметричных относительно оси z фокуса (F_1 и F_2), третий лежит на этой оси (точка F), а второе и третье зеркало соединены линиями передачи (волноводами), параллельными этой оси (рис. 2). Потребуем, чтобы после последовательного отражения от двух зеркал цилиндрической волны источника, расположенного в фокусе F_1 , F_2 или F , после прохождения через линии передачи эйконалы полей в точках пересечения этих линий с третьим зеркалом удовлетворяли соответственно условиям:

$$F_1C + CB + t_B + (x_M - x_B) \sin \alpha + |z_M - z_B| \cos \beta - |t_M - t_B| \cos \beta = F_1P + PM + t_M, \quad (1)$$

$$F_2D + DA + t_A = F_2N + NQ + t_Q + (x_Q - x_A) \sin \alpha + |z_A - z_Q| \cos \beta - |t_A - t_Q| \cos \beta, \quad (2)$$

$$FP + PQ + t_Q - |t_A - t_Q| \cos \beta = FD + DB + t_B, \quad (3)$$

где

$$FP = \sqrt{(x_F - x_P)^2 + (z_F - z_P)^2},$$

$$FD = \sqrt{(x_F - x_D)^2 + (z_F - z_D)^2},$$

$$PQ = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2},$$

$$DB = \sqrt{(x_D - x_B)^2 + (z_D - z_B)^2},$$

$$F_2D = \sqrt{(x_{F_2} - x_D)^2 + (z_{F_2} - z_D)^2},$$

$$DA = \sqrt{(x_D - x_A)^2 + (z_D - z_A)^2},$$

$$F_2N = \sqrt{(x_{F_2} - x_N)^2 + (z_{F_2} - z_N)^2},$$

$$NQ = \sqrt{(x_N - x_Q)^2 + (z_N - z_Q)^2},$$

$$F_1C = \sqrt{(x_C - x_{F_1})^2 + (z_C - z_{F_1})^2},$$

$$CB = \sqrt{(x_B - x_C)^2 + (z_B - z_C)^2},$$

$$F_1P = \sqrt{(x_P - x_{F_1})^2 + (z_P - z_{F_1})^2},$$

$$PM = \sqrt{(x_M - x_P)^2 + (z_M - z_P)^2},$$

α – угол между осью z и лучами F_1O_1 , F_2O_1 ; t_A , t_Q , t_B , t_M расстояния от соответствующих точек до линии размещения центров щелей, β угол излучения –1 пространственной гармоники вытекающей волны относительно оси волновода (Oz), $\cos \beta = \frac{\gamma p - 2\pi}{k p}$,

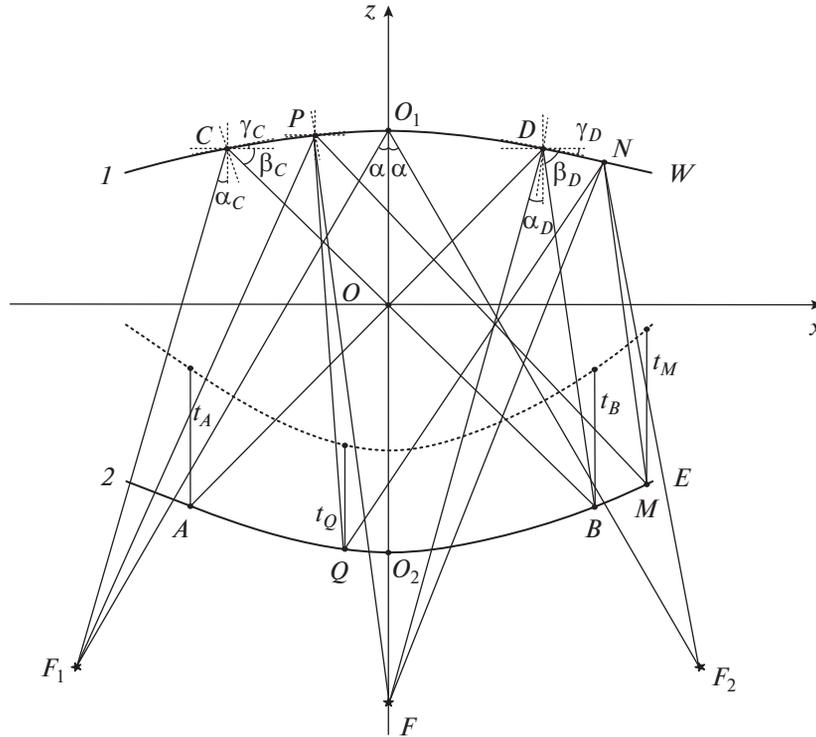


Рис. 2. К синтезу формы зеркал и положения щелей (пояснения в тексте).

постоянная распространения вытекающей волноводной моды; p – период размещения щелей вдоль волновода (оси Oz); k – постоянная распространения в свободном пространстве, остальные обозначения понятны из рис. 2.

В случае расположения щелей в точках пересечения линий с третьим зеркалом и выполнения уравнений (1)–(3) величины эйконолов лучей из фокусов в этих точках плюс расстояния этих точек до плоскости с нормалью, расположенной под углом β к линиям передачи, будут равны.

Таким образом, задача синтеза сводится к определению функций $z_1(x)$, $z_2(x)$ и $t(x)$, удовлетворяющих системе уравнений (1)–(3).

2. СИНТЕЗ ТРЕХФОКАЛЬНОЙ ТРЕХЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Предположим, что луч цилиндрической волны из первой точки идеальной фокусировки (первого фокуса) F_1 (см. рис. 2) отражается от первого зеркала в точке $C(x_C, z_C)$ и падает на второе зеркало в точке $B(x_B, z_B)$. А луч цилиндрической волны из второго фокуса F отражается от первого зеркала в точке $D(x_D, z_D)$ и тоже падает на второе зеркало в точке $B(x_B, z_B)$.

Зададим профиль центральной части первого зеркала (CD) в виде параболической функции $z_1(x) = b_2x^2 + b_0$, второго зеркала (AB) – в виде па-

раболической функции $z_2(x) = a_2x^2 + a_0$, а также определим положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $C(x_C, z_C)$, $O_2(x_{O2}, z_{O2})$ и расстояние от точки B до линии размещения центров щелей t_B .

Из геометрии на рис. 2 следует:

$$\alpha = \arctg(x_{F1}/(z_{F1} - z_{O1})),$$

угол между осью z и лучом F_1C в точке C равен

$$\alpha_C = \arctg((x_C - x_{F1})/(z_C - z_{F1})),$$

угол между осью z и лучом FD в точке D –

$$\alpha_D = \arctg((x_D - x_F)/(z_D - z_F)),$$

где $x_D = -x_C$, $z_D = z_C$, $\gamma_C = (90^\circ - \alpha_C - \beta_C)/2$,

$b_2 = \text{tg } \gamma_C / (2x_C)$, $b_0 = y_C - b_2x_C^2$, $\gamma_D = -\gamma_C$, $\beta_D =$

$= \alpha_D + 2\gamma_D - 90^\circ$, $z_B = x_B \text{tg } \beta_D + z_D - x_D \text{tg } \beta_D$, $x_B =$

$= (z_D - x_D \text{tg } \beta_D - z_C + x_C \text{tg } (-\beta_C)) / (\text{tg } (-\beta_C) - \text{tg } \beta_D)$,

$a_0 = z_{O2}$; $a_2 = (z_B - a_0) / x_B^2$.

Предположим, что луч, выходящий из фокуса F , отражается от первого зеркала в некоторой точке P в интервале CD . Тогда угол между осью z и падающим лучом в точке P имеет вид

$$\alpha_{FP} = \arctg((x_P - x_F)/(z_P - z_F)),$$

где $z_P = z_1(x_P)$;

угол между осью x и касательной прямой первого зеркала в точке P –

$$\gamma_P = \arctg(z_1'(x_P)),$$

а угол между осью x и отраженным лучом в точке P –

$$\beta_{PQ} = 2\gamma_P + \alpha_{FP} - 90^\circ.$$

Предположим, что отраженный луч падает на второе зеркало в точке Q . Из геометрии на рис. 2 можно получить систему уравнений:

$$\begin{cases} z_Q = x_Q \operatorname{tg} \beta_{PQ} + z_P - x_P \operatorname{tg} \beta_{PQ}, \\ z_Q = a_2 x_Q^2 + a_0 \end{cases}, \quad (4)$$

решение которой имеет вид

$$\begin{cases} x_Q = \frac{\operatorname{tg} \beta_{PQ} \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \beta_{PQ} - 4a_2 a_0 + 4a_2 z_P - 4a_2 x_P \operatorname{tg} \beta_{PQ}}}{2a_2}, \\ z_Q = a_2 x_Q^2 + a_0 \end{cases}. \quad (5)$$

Знак перед корнем выбирается так, чтобы значение x_Q было положительным числом.

Из уравнения (3), получаем

$$t_Q = FD + DB + t_B - FP - PQ + |t_A - t_Q| \cos \beta. \quad (6)$$

Для определения нового участка первого зеркала предположим, что луч из фокуса F_2 , падающий на первое зеркало и отражающийся от него в некоторой точке N в интервале DW , попадет в точку Q во втором зеркале. Из уравнения (2) следует:

$$z_N = \frac{A_1 \pm A\sqrt{A_2 A_3} + A_4}{A_5}, \quad (7)$$

где

$$A = F_2 D + DA + t_A - t_Q - (x_Q - x_A) \times \sin \alpha - |z_A - z_Q| \cos \beta + |t_A - t_Q| \cos \beta,$$

$$A_1 = A^2(z_{F_2} + y_Q) - (x_{F_2}^2 - x_Q^2)(z_{F_2} - z_Q) + z_{F_2} z_Q^2 + z_{F_2}^2 z_Q - z_{F_2}^3 - z_Q^3,$$

$$A_2 = -A^2 + x_{F_2}^2 - 2x_{F_2} x_Q + x_Q^2 + z_{F_2}^2 - 2z_{F_2} z_Q + z_Q^2,$$

$$A_3 = -A^2 + x_{F_2}^2 - 4x_N(x_{F_2} + x_Q) + 2x_{F_2}(x_Q - z_Q) + 4x_N^2 + x_Q^2 + z_{F_2}^2 + z_Q^2,$$

$$A_4 = 2x_{F_2} x_N z_{F_2} - 2x_{F_2} x_N z_Q - 2x_N x_Q z_{F_2} + 2x_N x_Q z_Q,$$

$$A_5 = 2A^2 - 2z_{F_2}^2 + 4z_{F_2} z_Q - 2z_Q^2,$$

а знак перед корнем в (7) выбирается так, чтобы значение z_N было положительным. Отсюда имеем угол между осью z и лучом $F_2 N$ –

$$\alpha_{F_2 N} = \arctg((x_{F_2} - x_N)/(z_N - z_{F_2}))$$

и угол между осью z и лучом NQ в точке N –

$$\beta_{NQ} = \arctg((x_N - x_Q)/(z_N - z_Q)).$$

Из геометрии на рис. 2 следует, что угол между осью x и касательной прямой первого зеркала в точке N имеет вид

$$\gamma_N = \frac{\alpha_{F_2 N} - \beta_{NQ}}{2}. \quad (8)$$

Для определения нового участка второго зеркала предположим, что луч из фокуса F_1 , падающий на первое зеркало и отражающийся от него в некоторой точке P в интервале CD , попадет в точку M в интервале BE второго зеркала. При этом луч из фокуса F , отражающийся от первого зеркала в точке N , тоже попадет в точку M в интервале BE второго зеркала. Отсюда угол между осью z и лучом $F_1 P$ имеет вид

$$\alpha_{F_1 P} = \arctg((x_P - x_{F_1})/(z_P - z_{F_1})),$$

угол между осью x и лучом PM в точке P –

$$\beta_{PM} = 2\gamma_P + \alpha_{F_1 P} - 90^\circ,$$

угол между осью z и лучом FN –

$$\alpha_{FN} = \arctg((x_N - x_F)/(z_N - z_F)),$$

угол между осью x и лучом NM в точке N –

$$\beta_{NM} = 2\gamma_N + \alpha_{FN} - 90^\circ.$$

Из геометрии на рис. 2 находим координаты точки M :

$$x_M = \frac{z_P - x_P \operatorname{tg} \beta_{PM} - z_N + x_N \operatorname{tg} \beta_{NM}}{\operatorname{tg} \beta_{NM} - \operatorname{tg} \beta_{PM}}, \quad (9)$$

$$z_M = x_M \operatorname{tg} \beta_{PM} + z_P - x_P \operatorname{tg} \beta_{PM}. \quad (10)$$

Из уравнения (1) для всех лучей, выходящих из фокуса F_1 , отражающихся от первого зеркала в интервале CD и от второго зеркала в интервале BE , и лучей, выходящих из фокуса F , отражающихся от первого зеркала в интервале DW и от второго зеркала в интервале BE , следует:

$$FD + DB + t_B - |t_M - t_B| \cos \beta = FN + NM + t_M, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} FD &= \sqrt{(x_D - x_F)^2 + (z_D - z_F)^2}, \\ DB &= \sqrt{(x_B - x_D)^2 + (z_B - z_D)^2}, \\ FN &= \sqrt{(x_N - x_F)^2 + (z_N - z_F)^2}, \\ NM &= \sqrt{(x_M - x_N)^2 + (z_M - z_N)^2}. \end{aligned}$$

Вычитая уравнение (11) из уравнения (1), получаем

$$B + FN + NM = 0, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} B &= F_1C + CB + (x_M - x_B) \sin \alpha - \\ &- F_1P - PM - FD - DB + |z_M - z_B| \cos \beta. \end{aligned}$$

Решение уравнения (12) имеет вид

$$x_N = \frac{\pm B \sqrt{B_1 B_2} + B_3 + B_4}{B_5}, \quad (13)$$

где

$$B_1 = -B^2 + x_F^2 - 2x_F x_M + x_M^2 + z_F^2 - 2z_F z_M + z_M^2,$$

$$\begin{aligned} B_2 &= -B^2 + x_F^2 - 2x_F x_M + 2z_F z_M + \\ &+ x_M^2 + z_F^2 - 4z_N(z_F + z_M) + z_M^2 + z_N^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_3 &= B^2(x_F + x_M) + x_F(x_M^2 - x_F^2 + z_M^2) + \\ &+ x_M(x_F^2 + z_F^2 - z_M^2), \end{aligned}$$

$$B_4 = 2y_N(x_F - z_M)(z_F - z_M);$$

$$B_5 = 2B^2 - 2x_F^2 + 4x_F x_M - 2x_M^2,$$

а знак корня выбирается из условия положительной величины x_N .

Из уравнения (7) находим z_N , из уравнений (8)–(10) находим x_M и z_M , из уравнения (12) находим t_M . При перемещении точки P в интервале CD и перемещении точки Q в интервале AB соответственно находим участок DW первого зеркала, участок BE второго зеркала и расстояние t от второго зеркала в интервале BE до линии размещения центра щелей.

Повторяя аналогичную процедуру, получаем следующие участки зеркал и положения щелей.

3. АНАЛИЗ АБЕРРАЦИИ ТРЕХФОКАЛЬНОЙ ПЛАНАРНОЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Для анализа нормированной СКА эйконала в апертуре трехфокальной планарной волноводно-щелевой АР при излучении вытекающей волны по нормали к волноводу ($\beta = 90^\circ$) синтезируем

два варианта решетки (для углов зрения 80° и 40°). Величину СКА определим по формуле

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n (L_i - L_0)^2} / N,$$

где L_i – длина оптического пути луча с номером i от источника до точки фокусировки; L_0 – длина центрального луча; $N = 50$ – число учтенных лучей.

При синтезе положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $C(x_C, z_C)$, $O_2(x_{O2}, z_{O2})$ и расстояние от точки B до линии размещения центров щелей t_B оптимизируются так, чтобы величина СКА в заданных углах зрения была наименьшей. В результате оптимизации получаем следующие величины параметров:

– для угла зрения 80°

$$\begin{aligned} x_{F1} &= -0.25, \quad z_{F1} = -0.23, \quad x_F = 0, \\ z_F &= -0.25, \quad x_{F2} = -0.25, \quad z_{F2} = -0.23, \\ x_C &= -0.08, \quad z_C = 0.25, \quad x_{O2} = 0, \\ z_{O2} &= -1.02; \quad t_B = 0.25; \end{aligned}$$

– для угла зрения 40° :

$$\begin{aligned} x_{F1} &= -0.25, \quad z_{F1} = -0.68, \quad x_F = 0, \\ z_F &= -0.707, \quad x_{F2} = -0.25, \\ z_{F2} &= -0.68, \quad x_C = -0.05, \\ z_C &= 0.25, \quad x_{O2} = 0, \quad z_{O2} = -0.52, \quad t_B = 0.25. \end{aligned}$$

На рис. 3а, 3б показаны зависимости величины СКА от угла зрения соответственно для первого и второго вариантов синтезированной трехфокальной планарной волноводно-щелевой АР, а также аналогичные зависимости двухзеркальной трехслойной бифокальной АР с прямолинейными линиями расположения щелей в соседних волноводах и формой зеркал, синтезированных в [12], и однозеркальной однослойной бифокальной АР [15].

Как видно из рис. 3, с уменьшением угла зрения в два раза СКА трехфокальной АР падает на порядок, а бифокальных решеток – в два-три раза. При этом в угле зрения 80° значение СКА трехфокальной трехслойной АР с двухзеркальной ДОС (0.8×10^{-4}) в семь раз меньше, чем двухслойной с однозеркальной ДОС (5.6×10^{-4}), и в 4.5 раза меньше, чем трехслойной с двухзеркальной ДОС (3.4×10^{-4}), а в угле 40° СКА трехфокальной трехслойной АР с двухзеркальной ДОС (0.2×10^{-5}) в 11 раз меньше, чем двухслойной с однозеркальной ДОС (2.2×10^{-4}) и в семь раз меньше, чем трехслойной с двухзеркальной ДОС (1.4×10^{-4}).

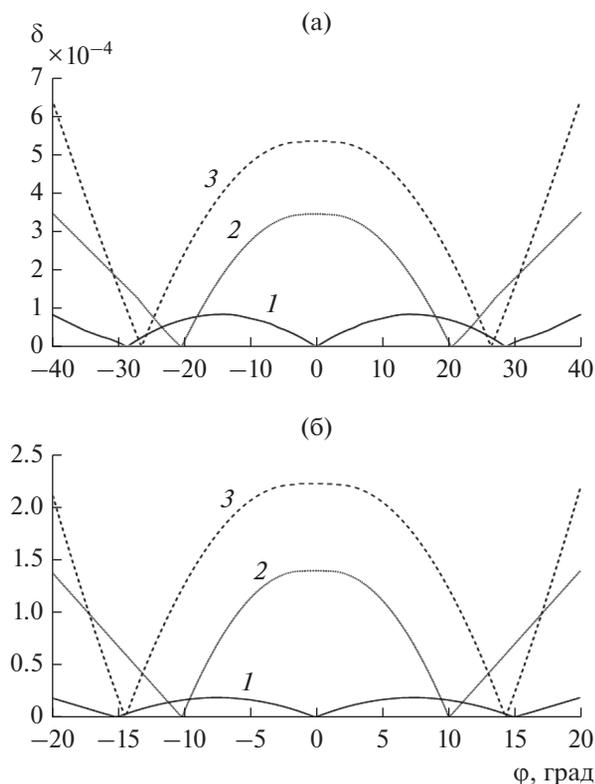


Рис. 3. Зависимость величины СКА от угла зрения: а) синтез для угла зрения 80° ; б) синтез для угла зрения 40° ; 1 – трехфокальная трехслойная АР, 2 – бифокальная трехслойная АР, 3 – бифокальная двухслойная АР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Для обеих исследованных в работе углов зрения минимальной величиной СКА обладает трехфокальная трехслойная антенная решетка, а максимальной – бифокальная двухслойная.

2. СКА бифокальной трехслойной антенной решетки с двухзеркальной ДОС в 1.5–2 раза меньше, чем двухслойной с однозеркальной ДОС, но в 5–7 раз больше, чем трехфокальной трехслойной антенной решетки с двухзеркальной ДОС.

3. Расположение щелей трехслойной трехфокальной и однослойной бифокальной антенной решетки зависит от угла излучения волновода вытекающей волны β , т.е. от частоты. Поэтому при

изменении частоты возникают дополнительные aberrации, что ограничивает полосу рабочих частот этих антенн.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калошин В.А. // Тр. 13-й Междунар. Крымской конф. “СВЧ техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо-2003). Севастополь, 8–12 сент. Севастополь: Вебер, 2003. С. 383.
2. Ettore M., Gandini E., Sauleau R. // Proc. 5th Europ Conf. on Antennas and Propagation (EUCAP). Rome. 11–15 Apr. 2011. N.Y.: IEEE, 2011. P. 2947.
3. Банков С.Е., Грачев Г.Г., Дуленкова М.Д., Фролова Е.В. // РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 552.
4. Tekkouk K., Ettore M., Le Coq L., Sauleau R. // IEEE Trans. 2016. V. AP-64. № 2. P. 504.
5. Tekkouk K., Ettore M., Sauleau R., Casaletti M. // Proc. IEEE Antennas and Propagation Int. Simp. (APSURSI) Chicago. 8–14 Jul. 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 361.
6. Toan Vo Dai, Tuan Nguzen, Ozlem Kilic // Proc. IEEE Int. Simp. Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting. San Diego. 9–14 Jul. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 2129.
7. Yi Liu, Hu Yang, Zusheng Jin, Jiang Zhu // IET Microwave Antennas Propagation. 2018. V. 12. № 15. P. 2307.
8. Калошин В.А., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/16/text.pdf>.
9. Венецкий А.С., Калошин В.А. // РЭ. 2014. Т. 59. № 11. С. 1102.
10. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.А. // РЭ. 2014. Т. 59. № 11.
11. Банков С.Е., Фролова Е.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 5. С. 463.
12. Калошин В.А., Ле Д.Т. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep18/13/text.pdf>.
13. Венецкий А.С., Калошин В.А., Нгуен К.Т., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/4/text.pdf>.
14. Калошин В.А., Нгием Х.Д., Фролова Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/3/text.pdf>.
15. Калошин В.А., Ле Д.Т., Фролова Е.В. // РЭ. 2019. Т. 64. № 8. С. 768.

**ТЕОРИЯ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ**

УДК 621.316.575

**ЗАЩИТА ЦЕПЕЙ ПИТАНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА
ОТ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В НАГРУЗКЕ**

© 2021 г. Д. Н. Борисенко^а, *, А. А. Жохов^а, Б. С. Редькин^а

^аИнститут физики твердого тела РАН,
ул. Акад. Осипяна, 2, Черноголовка Московской обл., 142432 Российская Федерация

*E-mail: bdn@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 08.12.2020 г.

После доработки 11.02.2021 г.

Принята к публикации 25.02.2021 г.

Рассмотрена защита цепей питания постоянного тока от короткого замыкания в нагрузке и показана принципиальная возможность предотвращения аварийных ситуаций при работе импульсных источников питания на электрическую дугу переменного тока, представляющую собой сложную нагрузку для выходных каскадов инвертора. Предложенная схема реализована и опробована при разработке источника питания дуги для развития способа 3D-печати по типу локальной гарнисажной электродуговой плавки.

DOI: 10.31857/S0033849421100065

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При внимательном изучении всего многообразия предложенных схемотехнических решений в области защиты силовой электроники от короткого замыкания (КЗ) обращает на себя внимание тот факт, что использование современных импульсных источников питания со встроенной защитой от КЗ как в сварочной аппаратуре, так и в области индукционного нагрева, тем не менее непрерывно сопровождается аварийными режимами работы выходных каскадов DC/AC-преобразователей, приводящими к сквозным токам КЗ. Разработчики электронных схем и разработчики элементной базы (силовых транзисторов и микросхем драйверов) постоянно совершенствуют способы защиты от КЗ, однако реализация такой защиты далека от совершенства — отсутствует длительная гарантия на коммерчески доступные импульсные источники питания, а также растет объем продаж проверенных временем плавких предохранителей¹. Лучшие представители плавких предохранителей (класс защиты aR, gR, gS) способны защитить силовые полупроводники только спустя 0.1...1 мс с момента возникновения аварийной ситуации^{2, 3} [1].

Чтобы оценить время, в течение которого транзистор еще способен сохранять свою работоспособность в случае возникновения сквозных

токов КЗ (время до теплового пробоя $p-n$ -перехода), воспользуемся тепловым расчетом времени нагрева кремниевого кристалла в адиабатическом приближении на примере n -канального MOSFET транзистора IRF840. Это время будет являться пороговым значением, относительно которого проводится оценка времени срабатывания защиты от КЗ или, другими словами, оценка запаса по устойчивости регулирования. Тепловой расчет проводили без рассмотрения причин, вызывающих токи КЗ, потому что разрабатываемая защита служит для отключения инвертора от источника питания постоянного тока, а не для устранения мгновенно или системно возникающих причин КЗ в процессе эксплуатации (токи утечки, паразитные индуктивности, выбросы электродвижущей силы самоиндукции, эффект Миллера, заводской брак при изготовлении транзисторов и микросхем драйверов). Комплексный подход к построению современных источников вторичного электропитания и расчету работы силовых транзисторов в ключевом режиме в выходных каскадах инверторов на смешанную активно-индуктивно-емкостную нагрузку с учетом всего многообразия ошибок проектирования подробно рассмотрен в [2] и представлен производителями транзисторов в специальной литературе^{4, 5}.

⁴ <https://toshiba.semicon-storage.com/eu/semiconductor/knowledge/faq/mosfet/electrical-characteristics-of-mosfetsdynamic-characteristics-cis.html>.

⁵ https://www.infineon.com/dgdl/Infineon-Using_Monolithic_Voltage_Gate_Drivers-AN-v01_00-EN.pdf?fileId=5546d462584d1d4a01585242c11947b1.

¹ <https://www.strategyr.com/market-report-fuses-and-circuit-breakers-forecasts-global-industry-analysts-inc.as>.

² <http://www.oez.ru/katalogi/katalogi>.

³ <https://www.siemens-pro.ru/components/3ne.html>.

Цель данной работы – разработать схему защиты цепей питания постоянного тока от короткого замыкания в нагрузке, в частности, при возникновении сквозных токов в инверторах по причине наличия ошибок при проектировании полумостовых и мостовых схем либо их нецелевого использования.

В спецификации⁶ на MOSFET-транзистор IRF840 указано, что максимальная температура эксплуатации $p-n$ -перехода равна $T_{\max} = 150^\circ\text{C}$, рабочая температура $T = 25^\circ\text{C}$, сопротивление перехода сток–исток $R_{c-и} = 0.85$ Ом, плотность кремния равна $\rho = 2.33$ г см⁻³, теплоемкость при нормальных условиях составляет $C_p = 710$ Дж кг⁻¹ град⁻¹ [3]. При питании полумостовой или мостовой схемы инвертора постоянным напряжением $U = 310$ В в случае возникновения сквозных токов КЗ (в этом случае силовые транзисторы полумостовой или мостовой схемы включены последовательно) величина тока “мгновенно” вырастет до значения

$$I = \frac{U}{R_{c-и} + R_{c-и}} = 182 \text{ А.}$$

Тепловая мощность, выделяемая на одном кристалле кремния, составит

$$W = UI = 182 \text{ А} \times 155 \text{ В} = 28210 \text{ Вт.}$$

Типовые размеры кристалла кремния, применяемые в MOSFET-транзисторах такой мощности как IRF840, в поперечном сечении составляют примерно 5×5 мм² и толщина около 50 мкм [4]. Масса такого кристалла кремния равна

$$m = V\rho = 1.25 \times 10^{-3} \text{ см}^3 \times 2.33 \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \approx 0.003 \text{ г.}$$

В адиабатическом приближении вся подводимая мощность W пойдет на разогрев кристалла с 25 до 150°C за время τ :

$$\tau = \frac{(T_{\max} - T) m C_p}{W} \approx 9.4 \text{ мкс.}$$

Таким образом, примерно через 10 мкс температура $p-n$ -перехода достигнет максимальной температуры эксплуатации. При повышении температуры сопротивление $p-n$ -перехода уменьшается, ток и выделяемая на кристалле мощность увеличиваются и (при сохранении аварийного режима работы) процесс развивается катастрофически. В системах автоматического регулирования оценку запаса по быстрдействию управляющего воздействия определяют на основании опыта эксплуатации систем регулирования. В следящих системах, к которым относится защита от КЗ, при мгновенном изменении управляющего воздействия в большинстве случаев считается, что запас по устойчивости регулирования является достаточным, если

величина перерегулирования (“время отключения” в случае электронного предохранителя) не превышает 10...30% основного установившегося значения регулируемой величины (время до теплового пробоя $p-n$ -перехода с момента возникновения сквозных токов короткого замыкания) [5]. Таким образом, время отключения должно быть не более 1...3 мкс. Ниже приведены данные по времени отключения микросхем драйверов по разным каналам регулирования, которые хорошо согласуются с нашими расчетами.

Релейная защита, которую часто используют производители пусковых и зарядных устройств в автомобильной промышленности, в силу особенностей работы индукционных катушек, имеет среднее время срабатывания около 20 мс [6, 7]. То же самое касается и герконовых реле, время срабатывания которых лежит в интервале 0.3...1 мс [8].

Следует отметить, что в настоящее время большинство драйверов силовых IGBT/MOSFET-транзисторов проектируется со встроенной схемой защиты от КЗ. По данным, указанным производителями в спецификации на каждую модель, время срабатывания в среднем составляет:

- 1) ~0.3...2 мкс по каналу “CS” (Current Sense – сигнал с датчика тока),
- 2) ~0.1...0.3 мкс по каналу “SD” (Shutdown propagation – отключение передачи управляющих сигналов),
- 3) 0.5...12 мкс по каналам “FAULT” (авария) и “ERR” (ошибка).

Однако, как показала практика, даже такие малые времена срабатывания при неправильном подборе силовых транзисторов приводят к фатальным результатам как для транзисторов, так и для микросхемы драйвера, несмотря на наличие гальванической развязки и плавких предохранителей.

Важно отметить, что переменное напряжение на промышленной частоте 50 Гц за период длительностью 20 мс дважды проходит через ноль и, меняя свою полярность, нарастает и спадает по закону синуса. Поэтому автоматизированной системе времени для защиты от короткого замыкания в цепях переменного тока более чем достаточно, тем более что, пока система защиты формирует управляющий сигнал на отключение, напряжение через 5 мс с максимума само “упадет” до нуля. В цепях постоянного тока ситуация усугубляется стабильным уровнем напряжения как в процессе эксплуатации, так и при коротком замыкании, причем наличие сглаживающих фильтров с индуктивными элементами приводит в некоторых случаях после обрыва цепи к росту напряжения с последующим дуговым разрядом и термическим разрушением схемы. Поэтому защита цепей питания постоянного тока от КЗ в нагрузке является важной и актуальной задачей.

⁶ <https://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/22404/STMICROELECTRONICS/IRF840.html>.

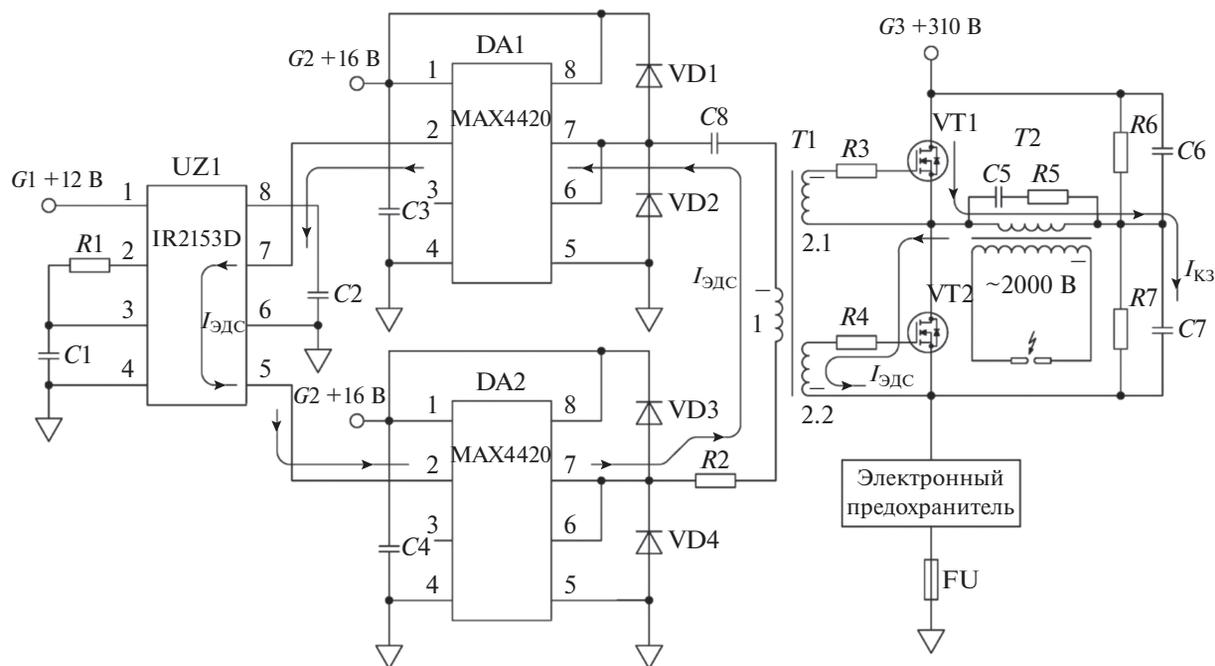


Рис. 1. Схема полумостового инвертора с электронным предохранителем (неуказанные номиналы компонентов см. в тексте статьи и работе С.В. Кухтецкого).

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Предложенные ранее схмотехнические решения электронных предохранителей на основе силовых транзисторов можно разделить на четыре группы:

1) схемы, которые способны надежно работать при низких напряжениях 12...36 В, но не могут быть масштабированы по напряжению до 310 В, так как при 36 В время достижения максимальной температуры эксплуатации транзистора согласно формуле

$$\tau = \frac{\Delta T m C_p}{I^2 R} = \frac{\Delta T m C_p R}{U^2}$$

достигнет значения около 0.2 мс, что на два порядка больше того же значения для напряжения питания 310 В, при прочих равных условиях;

2) схемы, которые спроектированы с принципиальными нарушениями и могут работать только в качестве стабилизаторов тока и напряжения (в этом случае силовой транзистор работает в активном режиме усиления и сильно греется);

3) схемы с ошибками, в которых при подаче питания “триггерная защелка” сразу переводит транзистор в режим отсечки и напряжение на инвертор не подается ни при каких условиях;

4) рабочие схемы защиты цепей питания постоянного тока от короткого замыкания в нагрузке на основе драйверов силовых транзисторов, имеющие свои недостатки, с которыми пришлось

столкнуться авторам при проектировании высоковольтного блока питания инверторного типа.

При проектировании высоковольтного источника питания (за основу была взята схема, предложенная С.В. Кухтецким⁷ (Институт химии и химической технологии СО РАН)), мы столкнулись с проблемой сквозных токов в силовых транзисторах при работе источника питания на индуктивную нагрузку, представляющую собой повышающий трансформатор 310/2000 В, высокое напряжение которого должно было обеспечить свободное горение электрической дуги переменного тока в атмосферах различных газов.

На рис. 1 представлена принципиальная схема полумостового инвертора. Отличие этой схемы от предложенной Кухтецким заключается в замене силовых транзисторов VT1 и VT2 на IRF840, который имеет низкие значения входной емкости $C_{вх} = 1300$ пФ, времени нарастания $\tau_n = 23$ нс, времени задержки выключения $\tau_{з\text{выкл}} = 23$ нс и времени спада $\tau_c = 20$ нс по сравнению с теми же параметрами для транзистора IXFH30N50: $C_{вх} = 5200$ пФ, $\tau_n = 42$ нс, $\tau_{з\text{выкл}} = 110$ нс и $\tau_c = 26$ нс. Время задержки между сигналами открытия транзисторов для микросхемы полумостового драйвера IR2153D лежит в интервале $\tau_3 = 0.75...1.65$ мкс, поэтому мы решили использовать транзистор с меньшими временами переключения на случай возможных выбросов ЭДС-самоиндукции, вызы-

⁷ <http://www.icct.ru/sites/default/files/Invertor-01.pdf>.

вающими непреднамеренное переключение, приводящие к сквозным токам КЗ. В инверторе Кухтецкого в качестве нагрузки использовали индукционную печь, параметры которой были хорошо согласованы с DC/AC-преобразователем. В нашем случае использован повышающий трансформатор, вторичная обмотка которого обеспечивала технологический процесс электродуговой плавки напряжением 2000 В. В процессе электродуговой плавки выбросы ЭДС-самоиндукции не такое уж редкое явление в случае замыкания и размыкания электродов и других причин технологического характера. При таком режиме работы DC/AC-преобразователя мощный импульс тока короткого замыкания $I_{КЗ}$ (на рис. 1 показан стрелкой от источника питания G3 через транзистор VT1, трансформатор T2 и конденсатор C7) в первом такте генератора импульсов IR2153D выводит из строя транзистор VT1, превратив его в проводник с “нулевым” сопротивлением, а во втором такте IR2153D открывает транзистор VT2, который также выходит из строя из-за сквозного тока КЗ. Но иногда транзистор VT1 на первом такте преобразования при КЗ разрушается, и его сопротивление становится бесконечно большим, и к моменту второго такта случайным образом электроды во вторичной обмотке трансформатора T2 размыкаются и мощный импульс ЭДС-самоиндукции (см. рис. 1, направление тока самоиндукции $I_{ЭДС}$ показано стрелкой) через емкость Миллера транзистора VT2 (который еще закрыт), резистор R4 и трансформатор гальванической развязки T1 полностью разрушают микросхемы драйвера IR2153 и усилителей обоих каналов полумоста MAX4420 (резистор R4 сгорает тоже). Ни плавкие предохранители, ни трансформатор гальванической развязки не смогли обеспечить защиту цепи управления от аварийного режима работы выходного каскада инвертора. Электрическая дуга переменного тока — это сложная нагрузка для импульсных источников питания, так как выбросы ЭДС-самоиндукции два раза за период (при рабочей частоте 60 кГц и напряжении питания 310 В) представляют собой серьезное испытание для инвертора даже в отсутствие КЗ при случайном и хаотичном изменении сопротивления дугового разряда, вызванного рядом причин технологического характера. Для того чтобы согласовать такую нагрузку с источником питания, требовалась серия экспериментов, в каждом из которых с вероятностью 100% источник питания приходил бы в негодность и восстановлению не подлежал. Поэтому прежде всего было принято решение разработать электронный предохранитель, включенный в цепь с напряжением 310 В (см. рис. 1), с быстрым действием, способным обеспечить безопасную работу как силовых транзисторов полумоста, так и цепи управления инвертора.

Для имитации токов КЗ в качестве нагрузки подключали лампу накаливания, что позволило избежать конфликтных ситуаций с электроснабжающими предприятиями. Блок-схема испытательного стенда для настройки и изучения работы электронного предохранителя представлена на рис. 2 (пунктирные прямоугольники). При включении холодная вольфрамовая нить лампы накаливания обладает примерно в 12 раз меньшим сопротивлением, чем разогретая до рабочих температур [9]. На переменном токе длительность прогрева для лампы мощностью 500 Вт составляет около 400 мс, а ток в холодном состоянии примерно 25 А. На постоянном токе время прогрева лампы уменьшается, но незначительно, и для имитации КЗ этого времени более чем достаточно.

Рассмотрим работу электронного предохранителя на основе транзистора VT1 IRF840. На рис. 2 обозначены: 1–2 — канал блока управления транзистором (БУТ) для сигнала с датчика тока; 1–3 или 2–3 — каналы БУТ для сигнала управления транзистором. В качестве датчика тока RS здесь и далее использовали шунт из манганина марки 75ШИП1–50–0.5. В работе⁸ подробно рассмотрен вопрос проектирования блока управления транзистором для защиты от перегрузок и КЗ в цепи постоянного тока с напряжением 310 В. В итоге у автора получилась схема, в которой управляющие сигналы БУТ $I_{упр}$ идут через шунт RS по каналу 1–3, как показано стрелками на рис. 2а. В этом случае импульсы тока при открытии и закрытии транзистора VT1 $I_{упр} \leq (\pm 2)$ А соответственно складываются и вычитаются с рабочим током в шунте RS. Такая схема подключения имеет низкую помехозащищенность с гарантированным уровнем шумов на шунте ± 2 А и не рекомендуется к использованию. Далее в нашей работе будем рассматривать схему электронного предохранителя, представленную на рис. 2б, где сигнал управления $I_{упр}$ БУТ идет по каналу 2–3.

Первый вариант электронного предохранителя был собран на базе микросхемы драйвера “нижнего плеча” IR2121 (рис. 3). Сигнал с датчика тока RS подается на операционный усилитель (ОУ) DA3 с отрицательной обратной связью, подключенный по схеме “инвертирующего усилителя”, опорное напряжение которого на неинвертирующем входе равно нулю, а входной сигнал отрицательного значения подается на инвертирующий вход. Как следствие, на выходе ОУ DA3 имеем всегда положительное значение. Стоит отметить, что, регулируя коэффициент усиления резистором R7, мы можем не только устанавливать порог срабатывания электронного предохранителя, но и влиять на скорость его срабатывания. Дело в

⁸ <https://polarize.ru/komponenty/blok-pitaniya-s-zashchitoy-ot-peregruzok-i-korotkogo-zamykaniya-prosteishaya-zashchita-ot->

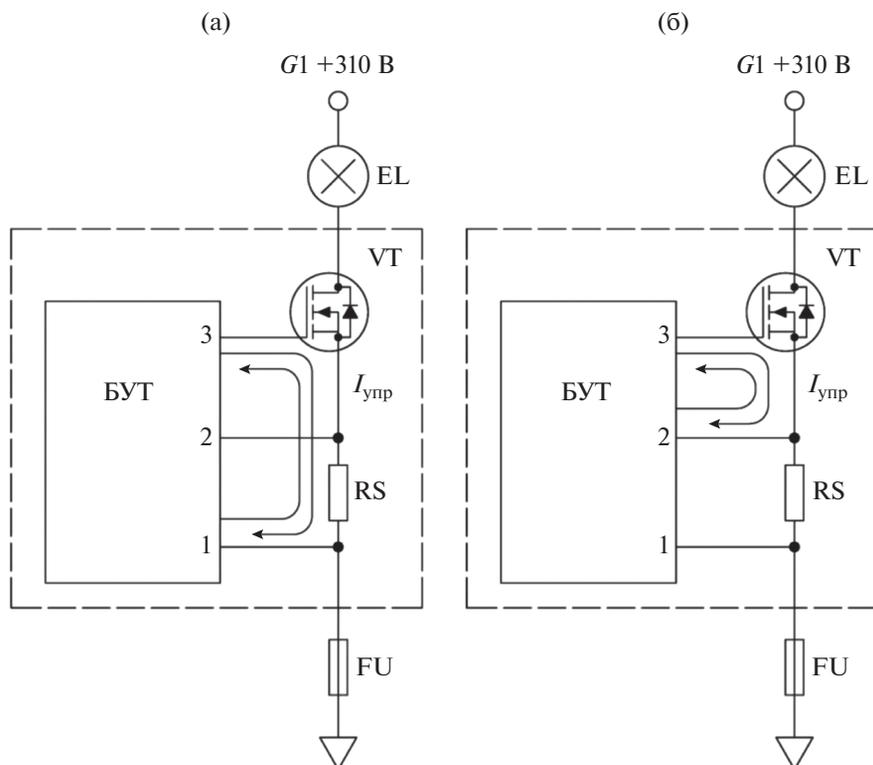


Рис. 2. Блок-схема испытательного стенда электронного предохранителя: а – ток управления идет по каналам 1–3, б – ток управления идет по каналам 2–3.

том, что важной характеристикой ОУ является скорость нарастания выходного напряжения, измеряемая в единицах В мкс⁻¹. Для ОУ DA3 TL081 скорость нарастания выходного напряжения составляет 16 В мкс⁻¹. Выставляя коэффициент усиления, равным $K_v \approx 10^2$, получаем на выходе ОУ типовые значения напряжения ~ 1 В, на что ОУ требуется около 1/16 мкс или ~ 60 нс. Чем выше коэффициент усиления, тем выше напряжение на выходе усилителя и тем больше времени требуется ОУ, чтобы достигнуть такого значения.

Таким образом, коэффициент усиления лучше настраивать в разумных пределах с учетом шумов в цепи 310 В, а порог срабатывания настраивать резистором R8 через величину опорного напряжения инвертирующего входа компаратора DA2, причем “дребезг” управляющего сигнала в цепи обратной связи при таком подходе будет меньше [10]. Для уменьшения “дребезга” выходного сигнала компаратор снабжен положительной обратной связью, величина гистерезиса регулируется резистором R3. В наших экспериментах величину резистора R3 изменяли в диапазоне 1..2 МОм. Выбор микросхемы LM393 в качестве компаратора DA2 был обусловлен следующими причинами: достаточно быстрым временем отклика 300 нс на большой дифференциальный сигнал на входе, защитой от статического электричества вплоть до

± 1300 В, высоким напряжением питания 36 В и наличием открытого коллектора на выходе компаратора с возможностью подключать подтягивающий резистор к любому источнику напряжению отличному от питания компаратора, но не выше 36 В (в этой работе данная возможность не использовалась, так как для открытия транзисторов хватило напряжения питания компаратора 14 В).

Так как микросхема драйвера нижнего плеча IR2121 не рассчитана на работу с высоким напряжением, то для увеличения надежности работы электронного предохранителя была разработана схема испытательного стенда на высоковольтных MOSFET-транзисторах IRF840 (рис. 4). Сигнал с датчика тока RS после усиления операционным усилителем DA2 TL081 и однопороговой оцифровки компаратором DA1 LM393 подается на транзистор VT6 IRF840, который управляет в ключевом режиме симметричным триггером, собранным на транзисторах VT3 IRF840 и VT4 IRF840; бустер на транзисторах VT2 IRF840 и VT7 IRF840 ускоряет включение и выключение транзистора VT5 IRF840; с помощью кнопки SB и транзистора VT1 IRF840 осуществляют перезапуск триггера после срабатывания защиты в случае КЗ; световая индикация работы триггера обеспечивается светодиодами HL1 и HL2.

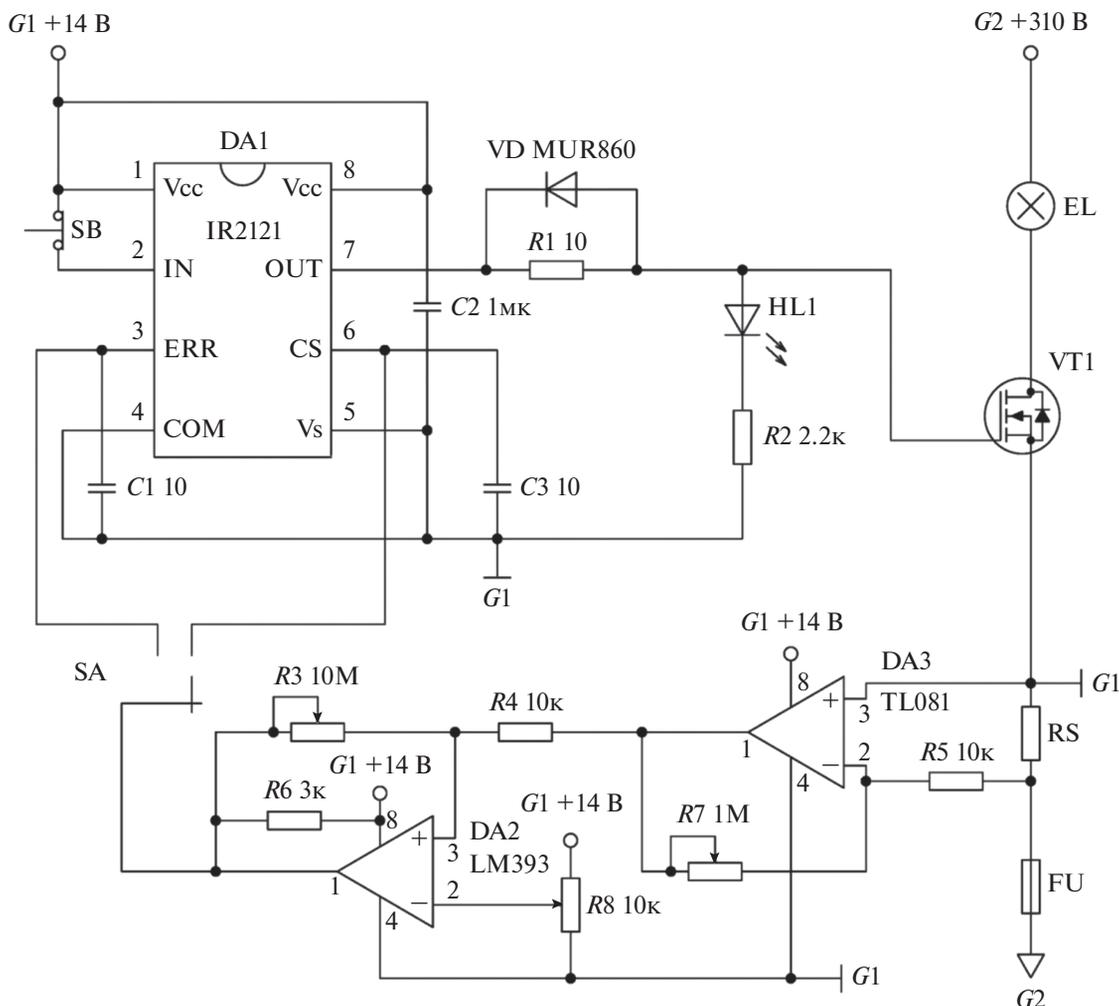


Рис. 3. Схема электронного предохранителя на базе микросхемы драйвера “нижнего плеча” IR2121.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для проверки работоспособности схемы, представленной на рис. 3, и изучения ее быстродействия оцифрованный после компаратора сигнал подавался через переключатель SA на входы ERR и CS микросхемы DA1 IR2121. Кнопка SB служит для перезапуска микросхемы после устранения КЗ в цепи 310 В путем снятия и подачи напряжения питания +14 В на вход драйвера IN. При подаче управляющего напряжения на канал CS скорость срабатывания оказалась выше по сравнению с каналом ERR. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с заявленными в спецификации параметрами. После проведения серии успешных экспериментов при разных установленных пороговых значениях тока было принято решение провести эксперимент, повторяющий условия работы транзистора VT1 IRF840 (см. рис. 3) в составе полумостовой схемы инвертора, т.е. был выставлен порог срабатывания по току 50 А, что выше допустимого предела,

заявленного в спецификации на транзистор (максимальное значение тока в импульсном режиме для IRF840 равно 32 А). Как и прогнозировалось, транзистор сгорел и вывел из строя микросхему драйвера. Максимальный ущерб для источника питания постоянным напряжением 310 В (на схеме не показан) в целом удалось избежать благодаря плавкому предохранителю FU и двум лампам накаливания мощностью 500 Вт, включенным параллельно для достижения тока 50 А. Операционный усилитель DA3 и компаратор DA2 (см. рис. 3) не пострадали.

Таким образом, экспериментально было показано, что спасти силовой транзистор в составе инвертора за пределами его рабочих токовых характеристик с помощью сигнала с датчика тока по цепи обратной связи не имеет никакого смысла и противоречит принципу причинности, устанавливающему допустимые пределы влияния событий друг на друга. Другими словами, сигнал управления был подан на исполняющий элемент

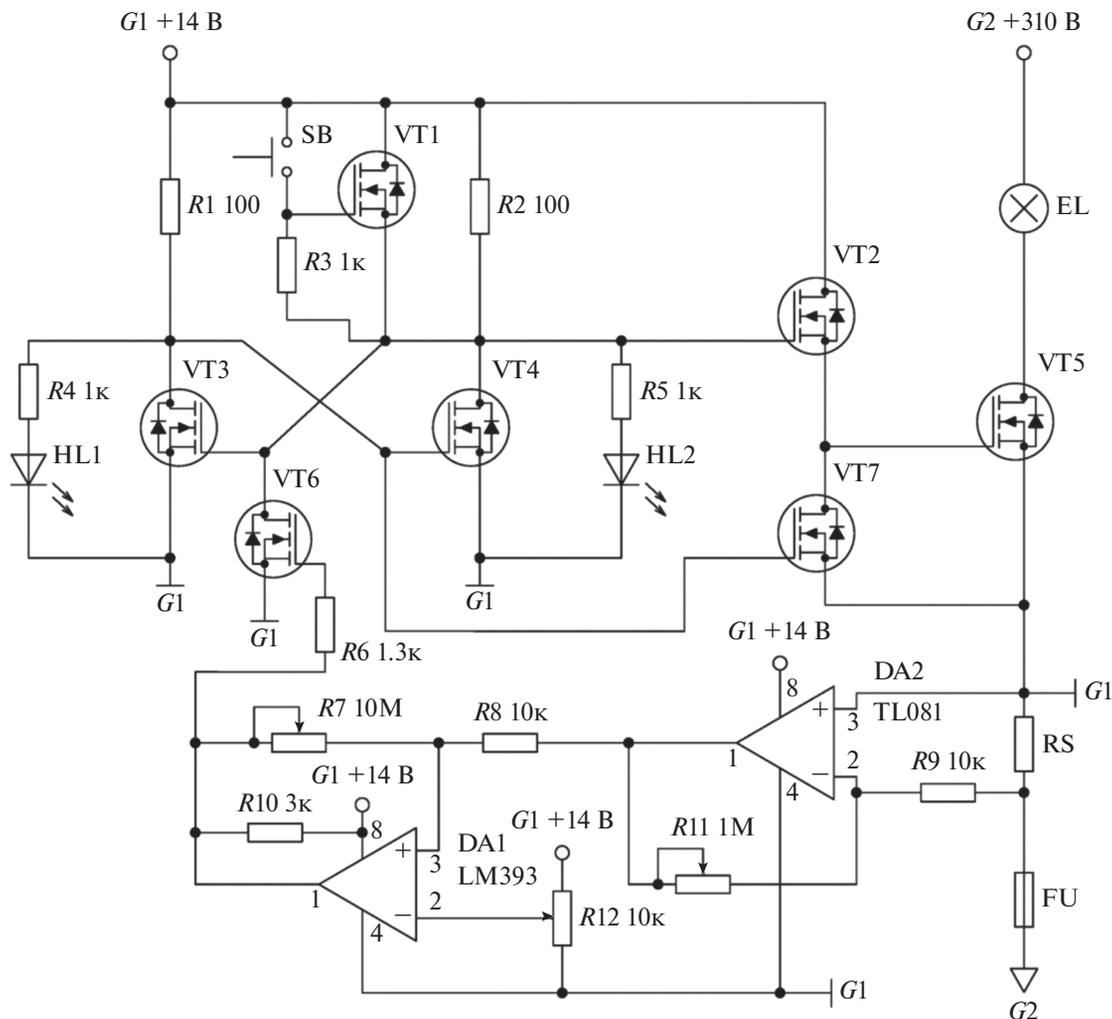


Рис. 4. Схема электронного предохранителя с бустером и “триггерной защелкой”.

(транзистор), который уже сгорел, тем более что этот управляющий сигнал никак не устраняет причину аварийной ситуации, например выброс ЭДС-самоиндукции, возникающий в трансформаторе $T2$ (см. рис. 1), причем снаббер $C5-R5$ (см. рис. 1) не всегда способен защитить силовые транзисторы инвертора, тем более при работе на такую сложную нагрузку как электрическая дуга. Зависимость номинала конденсатора снаббера от нагрузки значительно усложняет расчет схемы и снижает надежность работы этого демпфирующего устройства в случае, когда электродуговой разряд имеет различную длину, давление, потенциал ионизации и теплопроводность газа. Применение супрессоров тоже не всегда позволяет до конца решить проблему гашения импульсов ЭДС-самоиндукции: быстродействие супрессоров составляет не более десятков наносекунд, но и длительность работы супрессора редко превышает сотни наносекунд, т.е. импульсная мощность у них относительно небольшая [11]. Таким образом, даже если

допустить, что управляющий сигнал защиты от КЗ успеет выключить силовой транзистор в составе полумостового инвертора, то мощный выброс ЭДС-самоиндукции все равно разрушит $p-n$ -переход импульсом высокого напряжения, и авария неизбежна. Исходя из этих рассуждений, мы пришли к простому выводу, что функция электронного предохранителя не может быть делегирована транзисторам полумостового инвертора, а должна быть исполнена отдельным модулем и не зависеть от работоспособности инвертора.

Электронный предохранитель, схема которого представлена на рис. 4, показал хорошие результаты работы как по скорости срабатывания, так и по степени защиты по напряжению управляющего канала 2–3 (см. рис. 2) по сравнению с микросхемой драйвера IR2121. После небольших изменений схема оказалась полезной для реализации простого способа измерения времени отключения электронного предохранителя. Если в схеме на рис. 4 транзистор VT6 IRF840 заменить комплимен-

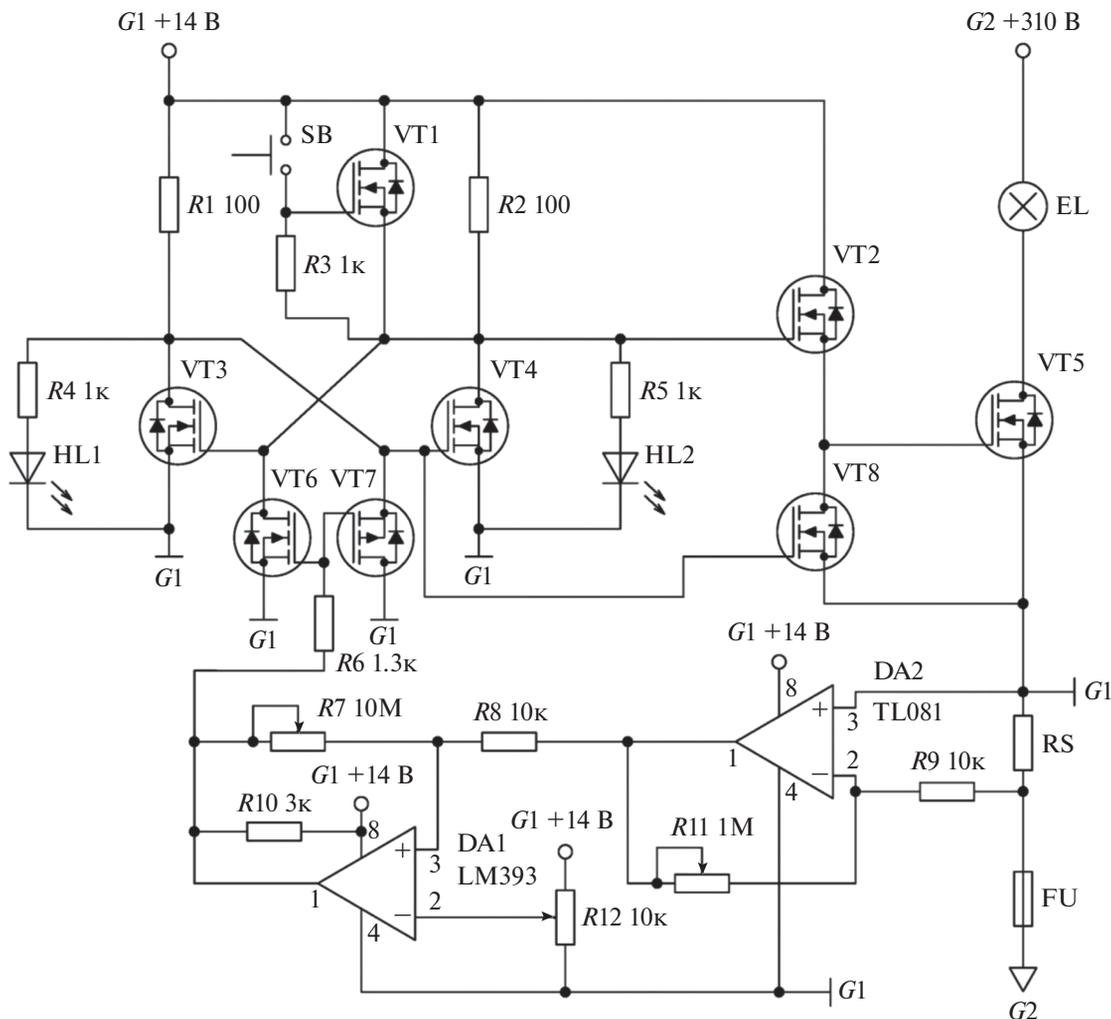


Рис. 5. Схема для измерения времени отключения электронного предохранителя.

тарной парой транзисторов VT6 IRF630 и VT7 IRF9630, то бистабильный мультивибратор на транзисторах VT3 IRF840 и VT4 IRF840 будет выступать в роли генератора импульсов с внешней синхронизацией (рис. 5), период которых в среднем будет равен удвоенному времени отключения электронного предохранителя. В результате прямых измерений тестером частоты было определено, что время срабатывания рассматриваемой схемы лежит в интервале 2...5 мкс, что хорошо согласуется с данными, полученными из осциллограмм, изображенных на рис. 6а. На рис. 6а представлена осциллограмма управляющих импульсов на затворе VT5 IRF840 (см. рис. 5). Если транзистор VT8 IRF840 (см. рис. 5) в составе бустера заменить на резистор номиналом 1 кОм, то осциллограмма примет вид, представленный на рис. 6б.

В соответствии с обозначениями транзисторов на рис. 5 принято на рис. 6:

– время t_1 – это время, за которое транзистор VT5 IRF840 полностью открывается при подаче на

него напряжения 14 В транзистором VT2 IRF840, а ток в цепи 310 В достигает установленной пороговой величины КЗ.

– время t_2 – это время, в течение которого в цепи 310 В течет ток КЗ и одновременно в электронном предохранителе формируется сигнал управления на отключение транзистора на основе сигнала с датчика тока RS или, другими словами, время распространения сигнала по петле обратной связи RS-DA2-DA1-VT6-VT8-VT5 (закрыт).

– время t_3 – это длительность переходных процессов в транзисторе VT5 IRF840 после получения сигнала на отключение при наличии бустера VT2 IRF840 и VT8 IRF840.

– время $t_3 + t_4$ – длительность переходных процессов в транзисторе VT5 IRF840 после получения сигнала на отключение при замене в бустере транзистора VT8 IRF840 на резистор номиналом 1 кОм.

Из представленных на рис. 6а и 6б данных наглядно видно преимущество бустерной схемы

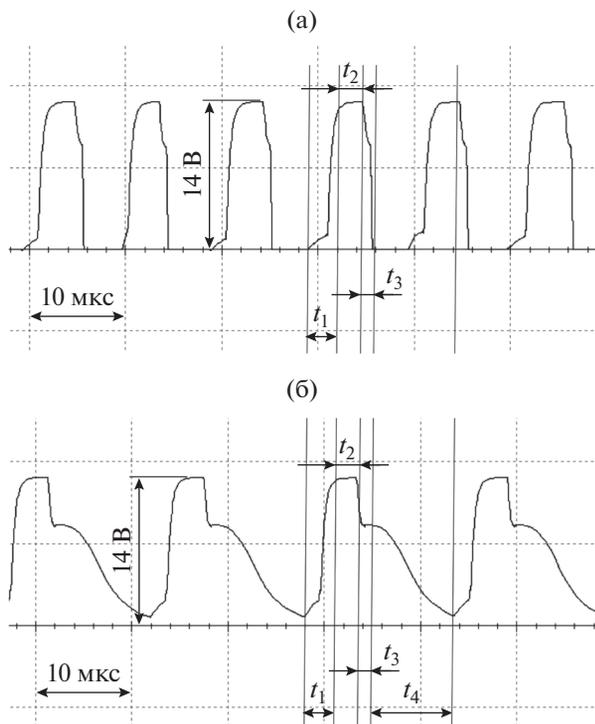


Рис. 6. Осциллограммы генератора импульсов (см. рис. 5) с бустером на транзисторах VT2 и VT8 (кривая 1) и без транзистора VT8 (кривая 2).

управления силовым транзистором VT5 IRF840, что неоднократно отмечалось многими авторами [12]. В представленном масштабе время $t_2 \approx 2.5$ мкс, время $t_3 \approx 1.3$ мкс. Таким образом, время отключения электронного предохранителя, схема которого представлена на рис. 4 и 5, составляет около 3.8 мкс. Эти данные хорошо согласуются с результатами прямых измерений тестером частоты следования импульсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена защита цепей питания постоянного тока от короткого замыкания в нагрузке и показана принципиальная возможность предотвращения аварийных ситуаций при работе импульсных источников питания на электрическую дугу переменного тока, представляющую собой сложную нагрузку для выходных каскадов инвертора. Так как управляющий сигнал всегда запаздывает относительно причин, его вызывающих (в отсутствие предиктора, конечно), то защитить силовой транзистор от теплового пробоя возможно лишь в рамках его допустимых рабочих характеристик. Несмотря на то, что быстрдействие схемы во много раз может превышать скорость нагрева кремниевого кристалла при КЗ, не будем

забывать о деградации свойств $p-n$ -перехода даже при его кратковременном аварийном нагреве при сохранении работоспособности. Поэтому если ток короткого замыкания будет превышать допустимый максимальный ток транзистора, то авария рано или поздно неизбежна. Сквозные токи короткого замыкания в инверторах могут быть вызваны различными причинами. На эти причины не оказывает никакого влияния сигнал на отключение силового транзистора, чаще всего уже стывшего к моменту аварийного отключения.

Таким образом, можно сделать вывод, что защита от КЗ должна быть выполнена отдельным модулем и никак не зависеть от работоспособности инвертора, а лишь отключать его от источника питания постоянного напряжения, причем силовой транзистор электронного предохранителя должен иметь запас по его рабочим характеристикам относительно режима КЗ. Предложенная схема реализована и опробована при разработке источника питания дуги для способа 3D-печати по типу локальной гарнисажной электродуговой плавки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания Института физики твердого тела РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Blaabjerg F., Iov F., Ries K.* // J. Power Electronics. 2002. V. 2. № 2. P. 88.
2. *Битюков В.К., Симачков Д.С., Бабенко В.П.* Источники вторичного электропитания. М.: Инфра-Инженерия, 2019.
3. *Шелудяк Ю.Е., Кашипов Л.Я., Малинин Л.А. и др.* Теплофизические свойства компонентов горючих систем. Справочник / Под ред. Н. А. Силина. М.: НПО Информ ТЭИ, 1992.
4. *Боднарь Д.* // Компоненты и технологии. 2012. № 11. С. 116.
5. *Бесекерский В.А., Попов Е.П.* Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1972.
6. *Степанов В.М., Казаков А.О.* // Изв. ТулГУ. Технические науки. 2013. Вып. 12. Ч. 2. С. 95.
7. *Гуревич В.И.* // Проблемы энергетики. 2008. № 1–2. С. 11.
8. *Карабанов С., Майзельс Р.* // Компоненты и технологии. 2001. № 7. С. 28.
9. *Савалёв А.С., Шайхеева Г.Р.* // Тр. XI Всерос. научно-практич. конф. "Современные проблемы проектирования, производства и эксплуатации радиотехнических систем". Ульяновск. 10–11 окт. 2019 г. Ульяновск: Изд-во УлГТУ, 2019. С. 251.
10. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. М.: БИНОМ, 2014.
11. *Новиков П.* // Силовая электроника. 2019. № 2. С. 4.
12. *Семенов Б.Ю.* Силовая электроника: от простого к сложному. М.: СОЛОН-Пресс, 2005.

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ
И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 004.67,004.93'11

АЛГОРИТМЫ ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ
ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ ЭПИЛЕПТИЧЕСКИХ ПРИСТУПОВ
В ДАННЫХ ДЛИТЕЛЬНОГО СИНХРОННОГО
ВИДЕО-ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАФИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА¹

© 2021 г. И. А. Кершнер^{a, *}, Д. М. Мурашов^b, Ю. В. Обухов^a, М. В. Синкин^{c, d}

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

^bФедеральный исследовательский центр “Информатика и управление” РАН,
ул. Вавилова, 44, корп. 2, Москва, 119333 Российская Федерация

^cНаучно-исследовательский институт скорой помощи им. Н.В. Склифосовского
Департамента здравоохранения города Москвы,
Большая Сухаревская площадь, 3, Москва, 129010 Российская Федерация

^dМосковский государственный медико-стоматологический университет им. А.И. Евдокимова,
ул. Делегатская, 20, Москва, 129010 Российская Федерация

*E-mail: ivan_kershner@mail.ru

Поступила в редакцию 17.03.2021 г.

После доработки 29.03.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Предложен новый метод сегментации данных длительного видео-электроэнцефалографического мониторинга дооперационных больных на временные интервалы, значимые при диагностике эпилепсии. Метод основан на анализе хребтов вейвлет-спектрограмм электроэнцефалограмм и величины оптического потока видеоданных мониторинга. Показано, что предложенный метод позволяет существенно снизить трудоемкость визуального анализа данных длительного видео-электроэнцефалографического мониторинга.

DOI: 10.31857/S0033849421100090

ВВЕДЕНИЕ

Синхронный видео-энцефалографический мониторинг – метод длительной (сутки и более) синхронной регистрации многоканальной электроэнцефалограммы (ЭЭГ) и видеоизображения пациента. Он считается “золотым стандартом” детектирования эпилептических приступов в присутствии артефактов неэпилептической природы (см., например, работы [1, 2] и предложения по стандартизации клинических исследований пациентов с помощью видео-ЭЭГ (<https://www.ilae.org/files/dmfile/Draft-Minimum-Standards-for-LT-Video-EEG-Monitoring.pdf>)). При анализе длительных записей ЭЭГ нейрофизиолог, просматривая видеозапись и сигналы многоканальной ЭЭГ по 15...30-секундным сегментам (эпохам), расставляет временные метки эпилептических приступов (ЭП), в которых наблюдаются характерные для ЭП изменения амплитуды и периодичности сигнала, и дифференцирует эти сег-

менты в соответствии со своими экспертными знаниями графоэлементов и с помощью просмотра видео. Такой анализ является трудоемкой работой, требующей высокой квалификации нейрофизиолога, поэтому сокращение времени анализа данных видео-ЭЭГ путем автоматизации процесса сегментации на временные интервалы, значимые при диагностике эпилепсии, с последующей дифференциацией ЭП от артефактов неэпилептической природы является в настоящее время актуальной задачей.

Существует множество методов детектирования ЭП в ЭЭГ (см., например, [3]), однако следует отметить, что они применялись для данных, не содержащих артефактов либо измеренных с помощью интракраниальных электродов на поверхности мозга, либо взятых из баз данных, предварительно очищенных от артефактов. Одна из наиболее используемых баз – Европейская база данных по эпилепсии (<http://epilepsy-database.eu/>), разработанная в рамках проекта EPILEPSIAE Европейского союза.

Предложенные ранее алгоритмы детектирования и классификации ЭП можно отличать по типу преобразования исходного ЭЭГ-сигнала, а именно: временное преобразование и частотно-

¹ Работа доложена на Четвертой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 5–8 октября 2020 г.).

временное преобразование (в основном вейвлет-преобразование). Чаще всего в системах поддержки принятия решений применяются методы, основанные на анализе графоэлементов ЭЭГ и реализованные в наиболее развитой системе поддержки принятия решений Persyst (<https://www.persyst.com/about/faqs/>). Обзор методов детектирования ЭП в предварительно очищенных от артефактов данных ЭЭГ, основанных на применении вейвлет-преобразований разного вида, приведен в работе [4], а обзор методов детектирования и удаления артефактов – в [5].

К сожалению, данные длительного видео-ЭЭГ-мониторинга, записанные с помощью электродов, расположенных на скальпе, характеризуются большим числом неэпилептических артефактов – электромиографических, движения, приборных и др. Задача детектирования ЭП в ЭЭГ осложняется тем, что в длительных записях ЭЭГ присутствуют артефакты, связанные с приборными искажениями и жизнедеятельностью человека. Поэтому помимо необходимости в автоматизированном сегментировании ЭЭГ на временные интервалы, существует потребность в разработке методов по дифференциации ЭП от артефактов неэпилептической природы.

Анализ публикаций в исследуемой области показал, что публикаций по методам автоматической регистрации эпилептических приступов по видеопоследовательностям, полученным в ходе видео-ЭЭГ-мониторинга, крайне мало. В работах [6, 7] предложен алгоритм автоматического обнаружения приступов у пациентов на основе анализа количественных характеристик видеоизображений. На видеопоследовательности по величине оптического потока выявляется группа кадров с высокой динамикой сцены. Алгоритм предназначен для детектирования диагностических событий двух типов. Первый тип событий наблюдается у пациентов, находящихся в коме, а второй тип событий фиксируется у пациентов с активным уровнем бодрствования и проявляется в виде замирания на несколько секунд. Однако исследование только данных видеоканала не позволяет отличить активность, обусловленную движением пациента, от активности, порожденной приступом. В работе [8] предложен алгоритм выявления событий в данных видео-ЭЭГ на основе совместного анализа уровня оптического потока и хребтов вейвлет-спектрограмм сигналов [9]. Результаты анализа реальных клинических данных показали принципиальную возможность выявлять эпилептические приступы и отличать артефакты от эпилептических приступов.

Цель данной работы создать новый метод сегментации длительных (сутки и более) синхронных записей видео-ЭЭГ дооперационных больных, основанный на анализе хребтов вейвлет-спектров ЭЭГ и величины оптического потока.

1. СПОСОБ СЕГМЕНТАЦИИ СИГНАЛОВ ЭЭГ НА СИНХРОНИЗИРОВАННЫЕ ФРАГМЕНТЫ

Сигналы ЭЭГ пациентов с эпилепсией регистрировались с частотой дискретизации 256 Гц на 19 каналах, записанных в референтном монтаже по международной системе 10–20 [10]. Пациент ведет обычный образ жизни, находясь в стационаре.

Врач анализирует сигналы, пересчитанные в соответствии с продольным биполярным монтажом. Для получения такого сигнала программно вычисляется разница амплитуд с двух каналов из референтной схемы. На этих парах отведений будет осуществляться поиск синхронизированных фрагментов.

Для сигнала ЭЭГ $x(t) = A(t)\exp(iP_x(t))$ рассчитывается вейвлет-спектрограмма $W(t, f)$ с использованием комплексной материнской функции Морле [11]:

$$W(\tau, f) = \sqrt{f} \int x(t) \psi^*((t - \tau)f) dt, \quad (1)$$

которая задается следующим образом (коэффициенты F_b и F_c принимаются равными 1):

$$\psi(\eta) = \frac{\exp(2\pi i F_c \eta) \exp(-\eta^2 / F_b)}{\sqrt{\pi F_b}}. \quad (2)$$

Хребет вейвлет-спектрограммы рассчитывается в частотном диапазоне 0.5...22 Гц:

$$R(t) = \max_{f \in [0.5; 22]} |W(t, f)|^2, \quad (3)$$

$$f_R(t) = \arg \max_{f \in [0.5; 22]} |W(t, f)|^2,$$

где $R(t)$ – спектральная плотность мощности (СПМ) хребта вейвлет-спектрограммы, $f_R(t)$ – частота точек хребта $R(t)$ вейвлет-спектрограммы. В приложении работы [12] было показано, что для сигнала $x(t) = A(t)\exp(iP_x(t))$ в точках хребта справедливы следующие соотношения:

$$A^2(t) \approx |W(t, f_R)|^2, \quad P_x(t) \approx P_R(t), \quad (4)$$

$$P_R(t)' \approx 2\pi f R.$$

При этом фаза хребта вейвлет-спектрограммы $P_R(t)$ должна удовлетворять условию

$$P_R(t)'' / f_R^2 \ll 1. \quad (5)$$

В рассматриваемых ниже точках хребта вейвлет-спектрограммы условие (5) соблюдается. Считая хребет частотно-модулированным сигналом, можно показать, что

$$P_R(t) = 2\pi f R(t) t. \quad (6)$$

При анализе сигнала ЭЭГ врач-нейрофизиолог ищет временные интервалы, в которых одновременно в нескольких отведениях ЭЭГ наблюдаются признаки ЭП. Предлагается найти синхронизированные фрагменты сигнала ЭЭГ, вычисляя модуль разности частот в точках хребтов вейвлет-

Таблица 1. Гистограмма числа синхронизированных фрагментов в зависимости от длительности в 19 парах отведений ЭЭГ

Пара отведений	Длительность фрагмента, с					
	≤1	>1 ≤5	>5 ≤10	>10 ≤15	>15 ≤30	>30
FP1-F7	11011	3040	621	131	44	4
F7-T3	14188	3683	430	84	29	9
T3-T5	16376	4265	336	68	27	6
T5-O1	16632	4210	375	77	40	4
FP1-F3	14683	3413	534	90	20	1
F3-C3	20022	3784	350	43	17	2
C3-P3	18105	4140	397	41	15	1
P3-O1	17648	4047	401	63	31	1
FZ-CZ	16152	4250	362	35	18	1
CZ-PZ	16123	4223	409	54	24	2
FZ-Pz	18149	4044	329	31	16	0
FP2-F4	13659	3352	535	99	46	7
F4-C4	20161	3310	405	78	25	3
C4-P4	18419	3869	421	75	15	1
P4-O2	16960	4028	426	76	32	6
FP2-F8	12094	3024	678	130	48	3
F8-T4	16726	3385	518	88	46	5
T4-T6	19615	3946	454	67	28	3
T6-O2	17812	4190	470	76	28	3

спектрограмм для пар отведений. Если модуль разности меньше ϵ , то синхронизация $\text{Sync}_{i,j}$ есть, в противном случае – нет:

$$\text{Sync}_{i,j}(k) = \begin{cases} 1, & |f_{Ri}(k) - f_{Rj}(k)| \leq \epsilon; \\ 0, & |f_{Ri}(k) - f_{Rj}(k)| > \epsilon, \end{cases} \quad (7)$$

где f_{Ri}, f_{Rj} – частоты хребтов вейвлет спектрограмм в i - и j -отведениях ЭЭГ, k – номер точки хребта.

Пороговое значение ϵ варьировалось от 0.1 до 1 Гц, наилучшего результата при поиске ЭП удалось достичь при $\epsilon = 0.5$ Гц. Близлежащие точки, в которых выполнено условие (7), объединяются во фрагменты. В табл. 1 приведена гистограмма числа синхронизированных фрагментов в зависимости от длительности в 19 парах отведений ЭЭГ. Для каждого фрагмента вычислялись время начала и время конца синхронизации в парах отведений. Из нейрофизиологических соображений в данной работе будут рассматриваться фрагменты длительностью 10 с и более.

При эпилептических приступах синхронизация ЭЭГ наблюдается в нескольких парах отведений одновременно (в двух и более). На рис. 1 представлен пример минутного фрагмента из пятиминутной записи ЭЭГ, черным цветом показано наличие синхронизации в парах отведений ЭЭГ. Видно, что синхронизация ЭЭГ может наблюдаться не во всех каналах одновременно. Так с 25 секунды по 30-ю синхронизация наблюдается в девяти парах отведений, а после 31 секунды по 58-ю синхронизированы все пары отведений. При поиске ЭП важно, чтобы было синхронизировано больше двух пар отведений. Введем индикатор события Event_1 , который

принимает значение 1, когда синхронизировано более двух пар отведений (количество синхронизированных пар отведений обозначим L), в противном случае события нет:

$$\text{Event}_1 = \begin{cases} 1, & L \geq 2 \\ 0, & L = 1 \end{cases} \quad (8)$$

Интервалы времени, в которых зафиксирована межканальная синхронизация по частоте хребтов, могут соответствовать как эпилептическим приступам, так и артефактам жевания, сну и случайным воздействиям на электроды, порождающим артефакты неэпилептической природы.

2. ПОРОГОВЫЙ СПОСОБ СЕГМЕНТАЦИИ СИГНАЛА ЭЭГ

Помимо синхронизации в каждом отведении ЭЭГ осуществляется детектирование участков с большими значениями спектральной плотности мощности. Рассмотрим гистограмму точек хребта вейвлет-спектрограммы. В пике гистограммы содержится порядка 1.2×10^6 точек, а максимальное значение СПМ порядка 2.8×10^7 мкВ²/Гц. Построение такой гистограммы даст большой пик в области низких значений СПМ и не позволит оценить распределение точек хребта, поэтому на рис. 2 представлено “окно” гистограммы СПМ. Как видно из рисунка, количество точек хребта с малыми значениями СПМ велико и их можно интерпретировать как шум. Нужно отделить информативные точки хребта от шума.

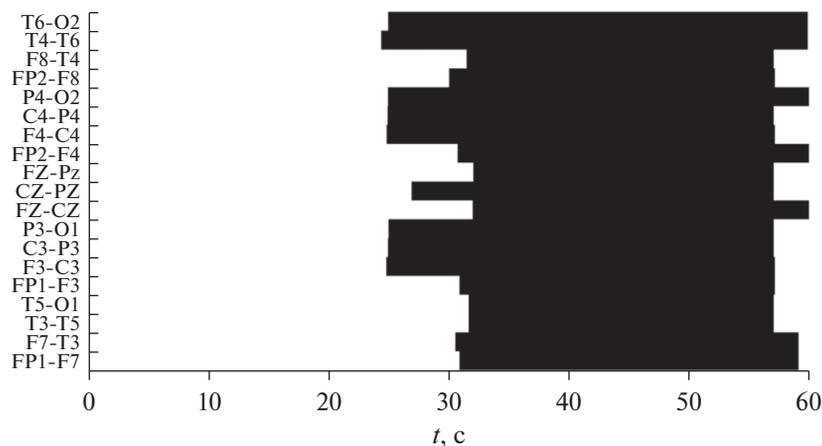


Рис. 1. Минутный фрагмент пятичасового сигнала ЭЭГ, иллюстрирующий синхронизацию различных пар отведений ЭЭГ по частоте хребта вейвлет-спектрограммы: черным показано наличие синхронизации, белым — отсутствие. По оси ординат указаны названия пар отведений, используемых врачом при анализе в дифференциальном монтаже. Электроды, расположены по международной схеме 10×20 .

Для того чтобы отделить точки хребта вейвлет-спектрограммы, относящиеся к высокоамплитудной электрической активности от шума, требуется найти пороговое значение СПМ T_r . Значения СПМ хребта $R(t)$ вейвлет-спектрограммы и индикатор события $Event_2(t)$, определяются следующим образом:

$$R(t) = \begin{cases} R(t), & R(t) \geq T_r \\ 0, & R(t) < T_r \end{cases}, \quad (9)$$

$$Event_2(t) = \begin{cases} 1, & R(t) \geq T_r \\ 0, & R(t) < T_r \end{cases}.$$

Точки хребта $R(t)$, лежащие между ближайшими точками $R(t) = 0$, будем называть сегментами хребта. На рис. 3а представлено окно гистограммы количества сегментов хребта от значения порога СПМ T_r до значения $T_r = 5 \times 10^5$ мкВ²/Гц. При больших значениях СПМ количество сегментов стремится к нулю. Пороговое значение СПМ определяется в точке максимального значения второй производной, находящейся правее первого локального минимума второй производной. На рис. 3б пороговое значение СПМ отмечено

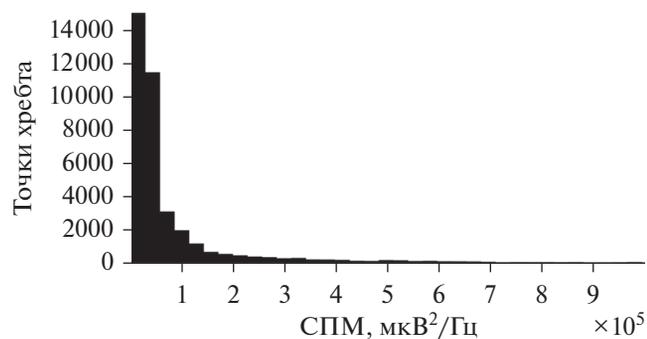


Рис. 2. Окно гистограммы СПМ хребта вейвлет-спектрограммы длительного сигнала ЭЭГ.

но черным овалом ($T_r = 1.2 \times 10^5$ мкВ²/Гц). Такой порог был выбран в связи с тем, что вторая производная слабо меняется после достижения локального максимума, что может означать устойчивый и близкий к квадратичному спад гистограммы сегментов. Для полученного порогового значения СПМ приведем пример сегментированного хребта вейвлет-спектрограммы в проекциях СПМ—время и частота—время (рис. 4а, 4б). В выбранном сегменте выполнено условие синхронизации (7).

В медицинской практике существует проблема дифференцирования ЭП от артефактов жевания. Ранее для решения данной задачи был предложен метод, основанный на анализе спектров Фурье временных срезов вейвлет-спектрограмм на частотах выше частоты хребта вейвлет-спектрограммы [13]. Было показано, что частота пика спектра Фурье среза вейвлет-спектрограммы сигнала, содержащего ЭП, имеет большее значение, чем у содержащего артефакт жевания. Также было показано, что полуширина спектра для артефакта жевания больше, чем у ЭП. Это позволяет дифференцировать ЭП и артефакты жевания.

Совместное использование двух методов, описанных выше, позволяет выделить сегменты, характерные для ЭП, и удалить из рассмотрения сегменты, характерные для артефактов жевания.

На рис. 5 представлен сегмент пятичасового сигнала ЭЭГ, в котором наблюдается ЭП. На рисунке показана разметка начала и конца ЭП, сделанная экспертом-нейрофизиологом; обозначен фрагмент, в котором была зафиксирована синхронизация в нескольких парах отведений ЭЭГ и отмечены области, найденные пороговым методом по СПМ.

На рис. 6 приведен сегмент сигнала ЭЭГ, относящийся к артефакту жевания: обозначены начало и конец жевания, найденные при помощи визуального анализа видеофрагментов на данном промежутке времени; выделен фрагмент, в кото-

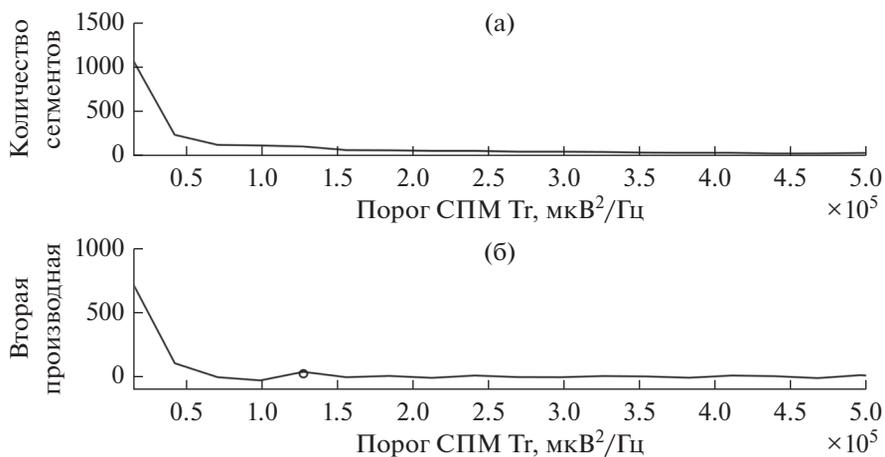


Рис. 3. Зависимость количества сегментов хребта от порогового значения СПМ T_r (а) и вторая производная (б) графика (а). Овалом на рисунке (б) выделено выбранное пороговое значение $T_r = 1.2 \times 10^5$ $\text{мкВ}^2/\text{Гц}$.

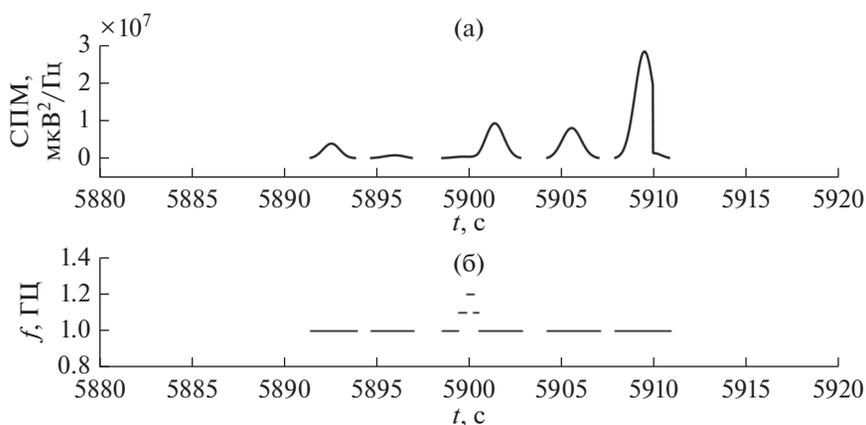


Рис. 4. Сегментированный хребет вейвлет-спектрограммы участка сигнала ЭЭГ, характерного для ЭП: а – в проекции СПМ–время; б – в проекции частота–время.

ром была зафиксирована синхронизация в нескольких парах отведений ЭЭГ. На данном участке сигнала ЭЭГ пороговым методом не было зафиксировано сегментов схожих с ЭП.

Данные рисунки иллюстрируют, что метод детектирования эпилептической активности при помощи анализа синхронизации пар отведений сигнала ЭЭГ позволяет найти продолжительные

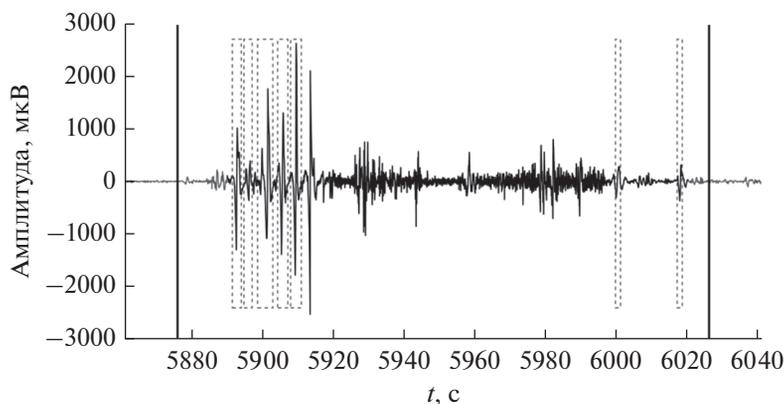


Рис. 5. Фрагмент сигнала ЭЭГ, в котором наблюдается ЭП: вертикальные линии – метки начала и конца ЭП, сделанные экспертом; серым выделен исходный сигнал; черная линия, повторяющая форму сигнала, – метка, полученная методом поиска синхронизированных пар отведений; пунктирные прямоугольники – метки, полученные пороговым способом детектирования ЭП.

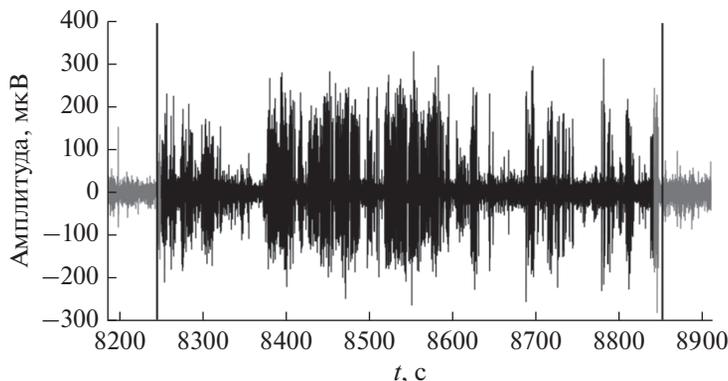


Рис. 6. Фрагмент сигнала ЭЭГ, относящийся к артефакту жевания: вертикальные линии – метки, обозначающие начало и конец жевания и поставленные по зрительному анализу видеофайла, серым тоном выделен исходный сигнал; черная линия, повторяющая форму сигнала, – метка, полученная методом поиска синхронизированных пар отведений.

участки сигнала, характерные как для ЭП, так и для жевания. Пороговый метод детектирования ЭП позволяет выделить среди найденных участков такие, которые содержат характерные для ЭП значения СПМ и позволяет убрать из рассмотрения фрагменты, соответствующие артефактам жевания, создающие трудности эксперту при визуальном анализе ЭЭГ.

3. АНАЛИЗ ВИДЕОДАНЫХ

Эпилептический приступ проявляется в виде характерных движений пациента. Рассмотрим приступы двух типов у пациентов с активным уровнем бодрствования. Первый тип проявляется в виде конвульсивных движений с достаточно большой амплитудой, а второй тип приступов (бессудорожный) проявляется в виде замирания пациента на несколько секунд. В работах [6–8] предложено детектировать диагностические события в видеоканале по величине показателя, характеризующего степень подвижности области интереса. Областью интереса является часть кадра, в которой виден пациент. В качестве показателя подвижности области интереса используется суммарная величина оптического потока, вычисляемого по каждому кадру видеопоследовательности:

$$J(n) = \sum_{x=0}^{W-1} \sum_{y=0}^{H-1} \sqrt{V_x^2(x, y, n) + V_y^2(x, y, n) + \delta(n)}, \quad (10)$$

$$n = 1, \dots, N,$$

где $J(n)$ – величина показателя, вычисленная по кадру с номером n ; W , H – ширина и высота кадра, $V_x(x, y, n)$ и $V_y(x, y, n)$ – величины оптического потока по направлениям осей x и y для кадра с номером n в пикселе с координатами (x, y) ; $\delta(n)$ – шум.

Для вычисления показателя подвижности $J(n)$ используется алгоритм Лукаса–Канаде [14]. Этот алгоритм вычисления оптического потока выбран из условия наибольшего быстродействия по сравнению с другими методами.

В модели (10) присутствует шумовая составляющая, поэтому при детектировании событий нужно использовать сглаженную величину показателя подвижности $\hat{J}(n)$, которая вычисляется с помощью дискретного варианта алгоритма фильтрации Калмана–Бьюси [15]. Решение о фиксации диагностического события будет приниматься по пороговому правилу. Для исключения ложных срабатываний детектора из-за кратковременных скачков решение о появлении события будет приниматься в том случае, если величина $\hat{J}(n)$ будет превышать заданный порог на последовательности кадров длиной не меньше, чем M .

При анализе видеопоследовательностей возможна фиксация следующих событий: эпилептический приступ; движение пациента (например, изменение позы, перемещение по палате).

Каждое из диагностических событий и артефактов характеризуется определенным диапазоном уровней сглаженной величины показателя подвижности $\hat{J}(n)$. Тогда решающее правило будет иметь следующий вид:

$$\text{Event}_3 = \begin{cases} 1, & \text{если } \hat{J}(n) \geq T_1 \text{ и } n - n_0 \geq M \\ 0, & \text{если } \hat{J}(n) < T_1 \text{ или } n - n_0 < M \end{cases}, \quad (11)$$

где Event_3 – индикатор события; T_1 – порог; n_0 – номер кадра, начиная с которого выполняется неравенство $\hat{J}(n) \geq T_1$; M – длина последовательности кадров, необходимая для принятия решения о наличии диагностического события. Величина порога определяется по формуле

$$T_1 = \hat{J}_0 + k_1 \sigma_1, \quad (12)$$

где \hat{J}_0 вычисляется как среднее значение $\hat{J}(n)$ на фрагменте видеопоследовательности с низкой динамикой сцены, σ_1 – среднее квадратическое отклонение величины $\hat{J}(n)$, k_1 – коэффициент.

У активных пациентов детектируемые события другого типа проявляются в виде замирания на несколько секунд. В этом случае предлагается

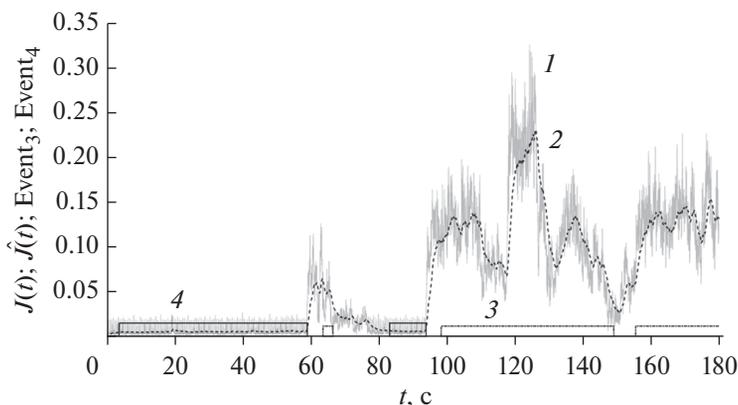


Рис. 7. Иллюстрация локализации приступа по видеопоследовательности видео-ЭЭГ-мониторинга: 1 – график нормированного критерия $J(t)$, 2 – график сглаженного нормированного критерия $\hat{J}(t)$ (здесь $t = nF_{rate}$, где t – время, а F_{rate} – частота кадров видеозаписи); 3 и 4 – графики индикаторов событий $Event_3$ и $Event_4$.

фиксировать события также по значению показателя подвижности. В отличие от рассмотренного выше случая появление события соответствует минимуму показателя подвижности. Решающее правило имеет следующий вид:

$$Event_4 = \begin{cases} 1, & \text{если } \hat{J}(n) \leq T_2 \text{ и } n - n_0 \geq M \\ 0, & \text{если } \hat{J}(n) > T_2 \text{ или } n - n_0 < M \end{cases}, \quad (13)$$

а величина порога вычисляется по формуле

$$T_2 = \hat{J}_0 + k_2\sigma_2, \quad (14)$$

где k_2 – коэффициент.

Таким образом, алгоритм фиксации событий в видеоканале данных видео-ЭЭГ мониторинга состоит из следующих операций.

1. Чтение кадра с номером n видеопоследовательности.
2. Вычисление величины показателя подвижности $J(n)$.
3. Вычисление сглаженной величины показателя подвижности $\hat{J}(n)$.
4. Проверка условий (11)–(14). Если условие $\hat{J}(n) \geq T_1$ или $\hat{J}(n) \leq T_2$ выполняется, то запоминается номер текущего кадра $n_0 = n$. Если условия не выполняются, то переход к шагу 1.
5. Повторение шагов 1–3. Если выполняются условия $\hat{J}(n) \geq T_1$ или $\hat{J}(n) \leq T_2$ и $n - n_0 \geq M$, то принимается решение об обнаружении события. В противном случае переход к шагу 1.

Работа алгоритма фиксации событий в видеоканале данных видео-ЭЭГ-мониторинга представлена на рис. 7: показаны графики нормированного $J(t)$ критерия (здесь $t = nF_{rate}$, где t – время, а F_{rate} – частота кадров видеозаписи), нормированного сглаженного критерия $\hat{J}(t)$ и индикаторов событий $Event_3$, $Event_4$ для фрагмента видеозаписи, на которой зафиксирован эпилептический приступ.

Следует отметить, что артефакт движения с достаточно высоким уровнем $\hat{J}(n)$ и состояние

покоя (сна) с очень низким уровнем $\hat{J}(n)$ будут фиксироваться как приступ. Поэтому для дифференциации диагностических событий и артефактов необходим анализ как видеопоследовательности, так и сигналов ЭЭГ.

Каждое из диагностических событий и артефактов характеризуется определенным диапазоном уровней сглаженной величины показателя подвижности $\hat{J}(t)$ видеоканала и диапазоном уровней величины спектральной плотности мощности СПМ_{Ridge}(S, t) хребтов вейвлет-спектрограммы каналов ЭЭГ и наличием или отсутствием синхронизации по частоте хребтов вейвлет-спектрограмм сигналов ЭЭГ. В этом случае решающие правила можно сформировать в виде таблицы, построенной по значениям переменных $Event_j, j = 1, 2, 3, 4$, полученных по формулам (8), (9), (11), (13) в результате синхронного анализа данных видео-ЭЭГ-мониторинга (табл. 2).

5. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Рассмотрим данные пятичасовой записи ЭЭГ и синхронной видеозаписи, полученные в клинических условиях. Из данных с использованием условия (9) выделено 22 фрагмента с высокими значениями СПМ хребтов вейвлет-спектрограммы сигналов ЭЭГ ($Event_2$). Для 16 из 22 выделенных фрагментов выполнено условие синхронизации по частоте хребтов ($Event_1$) (8). Совместное появление событий $Event_2$ и $Event_3$ (большие значения спектральной плотности мощности хребтов и высокая динамика сцены, см. условия (9) и (11)) выявлено в девяти фрагментах, а $Event_2$ и $Event_4$ (высокие значения СПМ хребтов и низкая динамика сцены, см. условия (9) и (13)) – в четырех фрагментах. Одновременно большое значение СПМ хребтов ($Event_2$), синхронизация по частоте хребтов сигналов ЭЭГ ($Event_1$) и высокая динамика сцены ($Event_3$) зафик-

Таблица 2. Индикаторы диагностических событий и артефактов при анализе данных видео-ЭЭГ-мониторинга

Тип события	Event ₁ (8)	Event ₂ (9)	Event ₃ (11)	Event ₄ (13)
Приступ	1	1	1	0
Приступ (бессудорожный)	1	1	0	1
Жевание	1	0	0	0
Движение	0	0	1	0
Сон	1	0	0	1

сированы в шести фрагментах, а события Event₁, Event₂ и Event₄ одновременно детектированы в четырех фрагментах. Из 10 фрагментов, выявленных согласно решающим правилам (см. табл. 2) как эпилептические приступы, только три соответствуют реальным эпилептическим приступам, остальные семь выделены из-за артефактов в сигналах ЭЭГ, обусловленных случайным воздействием на электроды. Суммарная длительность фрагментов, которые, возможно, содержат ЭП и должны быть верифицированы экспертами, составила 207 с.

Таким образом, результаты эксперимента показали, что разработанный метод сегментации и дифференциации событий позволил существенно (с 5 ч до 4 мин) сократить количество участков данных длительного видео-ЭЭГ-мониторинга для проведения визуального анализа экспертами, что существенно уменьшает время поиска ЭП.

Алгоритм детектирования событий, основанный на совместном анализе условий (9), (11) и (9), (13) был предложен ранее в работе [8]. Алгоритм, комбинирующий условия (8), (9), (11) и (8), (9), (13), и решающие правила, предложенные в данной работе, позволили сократить количество выявленных событий, которые должны верифицироваться экспертами для принятия диагностического решения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод сегментации данных длительного видео-ЭЭГ-мониторинга пациентов с эпилепсией. Метод реализован в виде комбинации следующих алгоритмов: (а) алгоритма нахождения синхронизированных по частоте хребта временных интервалов; (б) алгоритма анализа спектральной плотности мощности хребтов вейвлет-спектрограмм ЭЭГ на основе порогового метода; (в) алгоритма детектирования событий в видеоданных.

Тестирование метода на клинических данных показало, что продолжительность фрагментов данных видео-ЭЭГ мониторинга для проведения визуального анализа экспертами сократилась почти в 100 раз, что существенно снижает трудоемкость поиска эпилептических событий.

Учет эффекта синхронизации сигналов ЭЭГ по частоте хребта и изменение выбора порогового значения по СПМ в предложенном методе обусловило улучшение решающих правил, что позволило сократить количество фрагментов и, соответственно, время просмотра данных длительного видео-

ЭЭГ-мониторинга врачами-экспертами по сравнению с ранее предложенным алгоритмом [8].

СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

Исследование было одобрено Межвузовским комитетом по этике (протокол 04-18 от 20.04.2020).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-02035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eddy C.M., Cavanna A.E. // *Epilepsy & Behavior*. 2014. V. 30. P. 24.
2. Крылов В.В., Гехт А.Б., Трифонов И.С. и др. // Журн. неврологии и психиатрии им. С.С. Корсакова. Спецвыпуски. 2016. Т. 116. № 9. С. 13.
3. Alotaiby T.N., Alshebeili S.A., Alshawi T. et al. // *EURASIP J. Advances in Signal Processing*. 2014. V. 2014. № 1. P. 1.
4. Faust O., Acharya R.U., Adeli H., Adeli A. // *Seizure*. 2015. V. 26. P. 56.
5. Islam M.K., Rastegarnia A., Yang Z. // *Clinical Neurophysiology*. 2016. V. 46. № 4–5. P. 287.
6. Murashov D., Obukhov Yu., Kershner I., Sinkin M. // *CEUR Workshop Proc*. 2019. V. 2391. P. 285.
7. Murashov D., Obukhov Y., Kershner I., Sinkin M. // *Int. Arch. Photogramm. Remote Sens. Spatial Inf. Sci*. 2019. V. XLII-2/W12. P. 155.
8. Мурашов Д.М. // Сборник трудов VI Междунар. конф. и молодежной школы. Самара 26–29 мая 2020. Самара, 2020. Т. 2. С. 554.
9. Guillemain P., Kronland-Martinet R. // *Proc. IEEE*. 1996. V. 84. № 4. P. 561.
10. Homan R.W., Herman J., Purdy P. // *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology*. 1987. V. 66. № 4. P. 376.
11. Mallat S. *A Wavelet Tour of Signal Processing*. L.: Acad. Press, 1999.
12. Толмачева П.А., Обухов Ю.В., Полупанов А.Ф., Жаворонкова Л.А. // *Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии*. 2018. С. 225.
13. Kershner I.A., Sinkin M.V., Obukhov Y.V. // *RENSIT*. 2019. V. 11. P. 237.
14. Lucas B.D., Kanade T. // *Proc. of Imaging Understanding Workshop*. Washington. Apr. 23, 1981. Washington: DTIC, 1981 P. 121.
15. Kalman R.E., Falb P.L., Arbib M.A. *Topics in Mathematical System Theory*. N.Y.: McGraw-Hill, 1969.

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ
И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 535.8

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО МОДУЛЯ
НА ОСНОВЕ ДВУХЛИНЗОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ОБЩЕГО ПУТИ¹

© 2021 г. В. И. Батшев^{a, b, *}, А. Г. Власова^a, О. В. Польщикова^a,
А. С. Мачихин^a, В. Э. Пожар^{a, b}

^a Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, Москва, 105005 Российская Федерация

*E-mail: batshev@bmtu.ru

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.

После доработки 16.05.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Рассмотрена проблема создания компактных модулей для цифровой голографии, совместимых с оптическими микроскопами, а также особенности и преимущества использования для этих целей двухкомпонентного интерферометра, построенного по схеме “линза в линзе”. Проведен габаритный и абберационный расчет параметров оптической системы такого интерферометра, выполненного в виде компактного модуля. Подобный модуль может быть использован в системах анализа микрообъектов с гладким распределением вносимой ими фазовой задержки в биомедицине и промышленности.

DOI: 10.31857/S0033849421100053

ВВЕДЕНИЕ

Методы цифровой голографии (ЦГ) в настоящее время широко используют для исследования фазовой структуры объектов, измерения микрорельефа, выявления внутренних напряжений и решения многих других задач анализа в биомедицине и промышленности [1–3]. Цифровая голограмма представляет собой цифровое изображение, которое зарегистрировано матричным приемником излучения и содержит информацию о трехмерном распределении оптического поля, образованного суперпозицией объектной волны с известной опорной волной. Цифровая обработка такой голограммы позволяет получить информацию как об амплитуде объектной волны, так и о ее фазе в каждом пикселе [4].

Особый интерес представляют системы ЦГ в виде модуля, который присоединяется к работающим “на просвет” оптическим микроскопам и расширяет их функции, так как дает возможность измерить пространственное распределение фазовой задержки, вносимой исследуемым объектом. Для технической реализации таких модулей наилучшим образом подходят интерферометры с совмещенными ветвями, в которых опорный пу-

чок формируется из объектного, а потому оптические пути обоих пучков различаются незначительно и, соответственно, вариации фазы, свойственные классическим двухлучевым интерферометрам (Майкельсона, Маха–Цендера и др.), вызываемые нестабильностью опорного волнового фронта, оказываются почти одинаковыми в обеих ветвях интерферометра [5, 6] и в большой степени взаимно компенсируются. В результате интерферометры с совмещенными ветвями демонстрируют высокую стабильность и устойчивость к изменениям внешних условий.

В известных вариантах голографических модулей для микроскопов, построенных на этом принципе, используются разнообразные подходы – на основе дифракционных решеток [7, 8], пространственных модуляторов света [9], матриц микрозеркал [10] и др. Все они используют сложные электронные и оптические компоненты и требуют прецизионной юстировки, а в большинстве схем интенсивность опорного пучка существенно ниже объектного, что снижает контраст интерференционной картины. Альтернативным подходом является интерферометр оригинальной конструкции (“линза в линзе”), содержащий исключительно пассивные линзовые компоненты [11]. Такой интерферометр имеет относительно простую конструкцию и свободен от большинства перечисленных недостатков, что подтвер-

¹ Работа доложена на Четвертой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 5–8 октября 2020 г.).

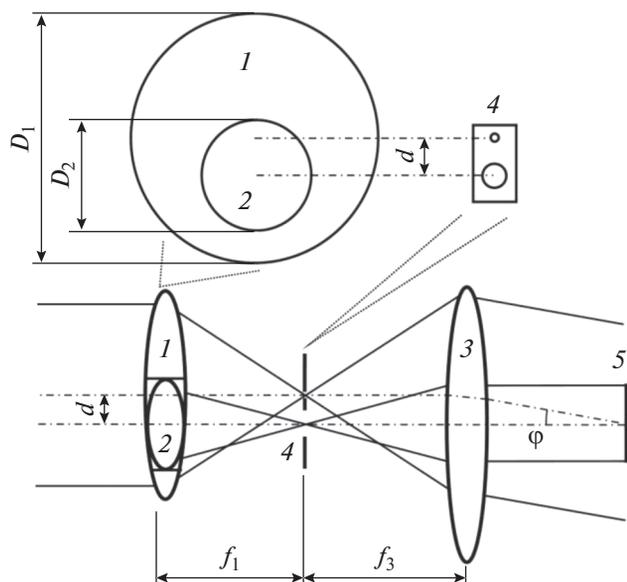


Рис. 1. Схема двухкомпонентного интерферометра: 1, 2 — объективы первого компонента; 3 — объектив второго компонента; 4 — пространственный фильтр (диафрагма); 5 — матричный приемник излучения.

ждено экспериментально: в работах [11, 12] продемонстрирована работоспособность интерферометра, его применимость для решения задач ЦГ.

Данная работа посвящена расчету оптической системы модуля для микроскопа на основе указанного интерферометра.

1. ДВУХКОМПОНЕНТНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Интерферометр содержит два последовательно расположенных линзовых компонента (рис. 1). Первый состоит из двух объективов 1 и 2, причем объектив 2 располагается в сформированном в объективе 1 отверстии, так что их задние фокальные плоскости совпадают, а с ними совмещается передняя фокальная плоскость второго компонента, состоящего из одиночного объектива 3. Оптические оси объективов 2 и 3 совпадают. В фокальной плоскости расположен пространственный фильтр 4, формирующий опорный сферический волновой фронт из пучка, сформированного объективом 1. Объектный пучок проходит сквозь большое отверстие фильтра 4, не искажаясь. Объектив 3 коллимирует оба пучка — опорный и объектный, и образованная при их взаимодействии интерференционная картина регистрируется матричным приемником излучения (МПИ) 5. В общем случае объективы 1 и 2 могут иметь разные фокусные расстояния, но с точки зрения сборки и юстировки интерферометра и расчета его оптической системы удобно принять

их одинаковыми. На рис. 1 эти расстояния обозначены f_1 .

2. ГАБАРИТНЫЙ РАСЧЕТ

Исходными данными для расчета являются длина волны падающего излучения λ , размер пиксела $a_{\text{пкс}}$ и физический размер $2x_5 \times 2y_5$ приемника излучения, требуемое поле зрения микроскопа (угловое 2ω или линейное $2y_0$), диаметр D пучка на входе из микроскопа (рис. 2), его апертурный угол σ , а также фокусные расстояния микрообъектива f_9 и тубусной линзы f_{11} . На этапе габаритного расчета необходимо определить фокусные расстояния f_1 и f_3 двух компонентов интерферометра 1 и 3, диаметры D_1 и D_2 объективов 1 и 2, а также расстояние d между их осями.

На рис. 2 показана схема микроскопа с интерферометром. Обозначения элементов интерферометра приняты одинаковыми на всех рисунках. Из всего множества лучей, распространяющихся в системе, удобно выделить световой пучок лучей, идущих из осевой точки источника излучения b (их ход показан на рис. 2а), и пучки лучей, сфокусированные в различных точках объекта δ (см. рис. 2б, 2в).

Осевая точка источника излучения b сопряжена с пространственным фильтром 4 (см. рис. 2а), т.е. все множество лучей, вышедших из этой точки и распространяющееся в пределах угловой апертуры микроскопа, проходит через центры отверстий пространственного фильтра 4. Именно этот пучок лучей, идущий из осевой точки источника, делится первым компонентом интерферометра на две части, которые интерферируют на МПИ 5.

Поскольку световой пучок на выходе микроскопа является слабо расходящимся, то для получения интерференционной картины в виде прямых полос можно скомпенсировать расходямость небольшим смещением z компонентов интерферометра (см. рис. 2б). Так как обсуждаемая расходямость мала (единицы градусов), в последующих расчетах без существенной потери точности можно считать пучок параллельным, а величиной сдвига z пренебречь и считать диаметр пучка D на выходе из микроскопа равным световому диаметру внешнего объектива 1, т.е. $D_1 = D$.

Для получения высокого контраста интерференционной картины при анализе объектов с гладким распределением фазы необходимо обеспечить равенство интенсивностей интерферирующих пучков, что сводится к равенству

$$\frac{\pi}{4} D_2^2 = \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_2^2) P, \quad (1)$$

где P — доля энергии опорного пучка, дошедшей до МПИ. На коэффициент P влияет несколько

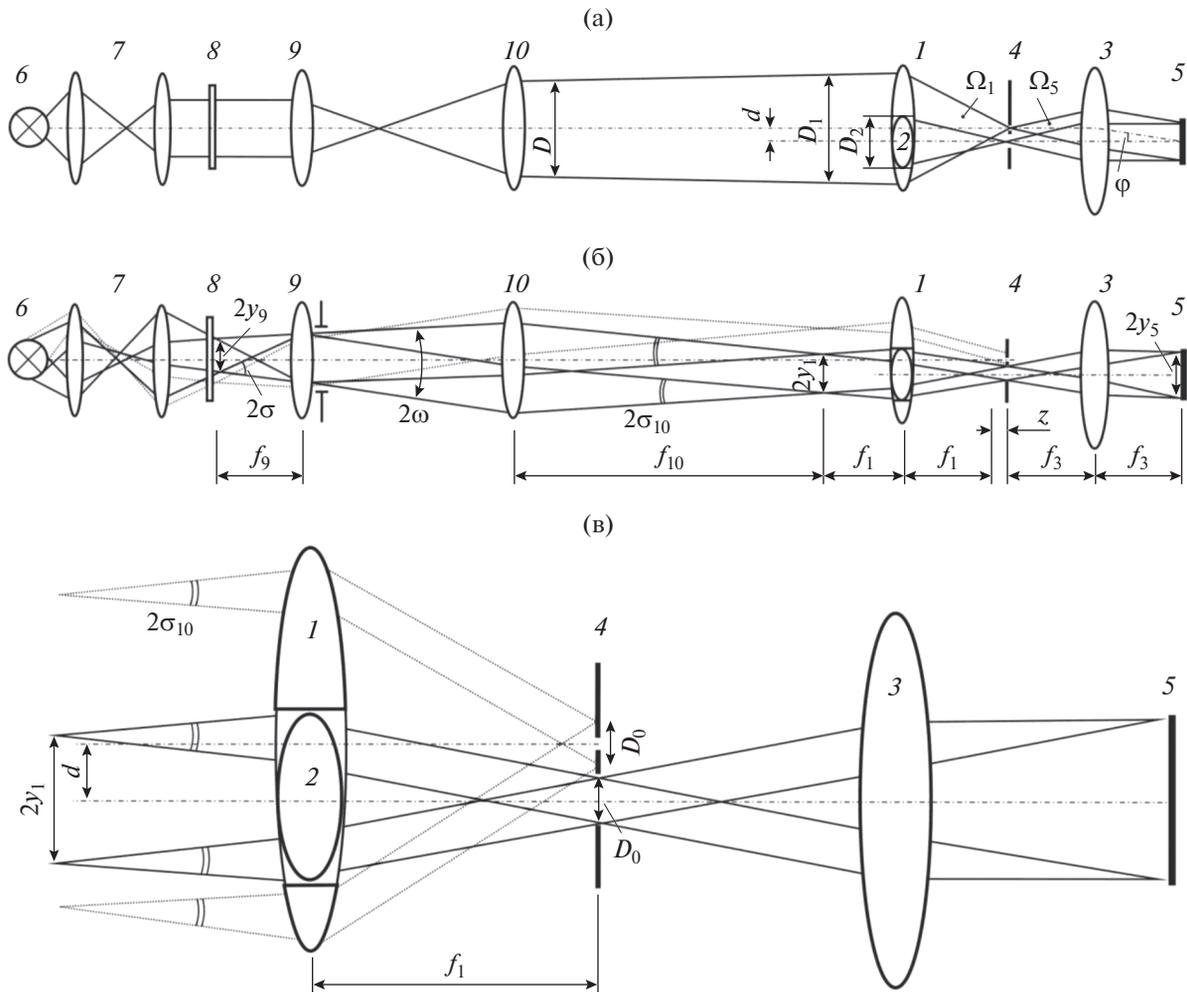


Рис. 2. Ход интерферирующих (а) и формирующих изображение (б, в) пучков в оптической системе микроскопа с интерференционным модулем: 1–3 – объективы интерферометра; 4 – пространственный фильтр (диафрагма); 5 – матричный приемник излучения; 6 – источник излучения; 7 – конденсор; 8 – объект; 9 – микрообъектив; 10 – апертурная диафрагма; 11 – тубусная линза (далее на рис. 3–5 – те же обозначения).

факторов: частичное диафрагмирование лучей малым отверстием пространственного фильтра 4, дифракция на этом отверстии, создающая выходящий опорный пучок, превышающий размер МПИ. В первом приближении можно считать этот коэффициент равным отношению телесных углов двух пучков: попавшего на МПИ (Ω_5) и сфокусированного в пинхол (Ω_1):

$$P = \frac{\Omega_5}{\Omega_1} = \frac{4f_1^2 A_5}{\pi f_3^2 (D_1^2 - D_2^2)}, \quad (2)$$

где A_5 – площадь МПИ. Тогда оптимальное значение диаметра внутренней линзы составляет

$$D_2 = 2 \frac{f_1}{f_3} \sqrt{\frac{A_5}{\pi}}. \quad (3)$$

Следует отметить, что из-за рассеяния излучения исследуемым объектом количество энергии,

прошедшей через пинхол, уменьшается. Однако, как показал описанный ниже эксперимент, это не приводит к существенному снижению контраста интерференционной картины. В крайнем случае интенсивности пучков можно уравнивать, например, введением нейтрального светофильтра в объектную ветвь.

Следующие соотношения можно получить, рассмотрев ход пучков лучей, формирующих изображение объекта 8 на МПИ 5 (см. рис. 2б, 2в). При этом объект и изображение не сопряжены с источником излучения 6, т.е. через каждую точку объекта проходят лучи, вышедшие из различных точек источника.

В то время как пучки, преломляемые объективом 2, проходят через большее отверстие пространственного фильтра 4 и формируют изображение на приемнике, световые пучки, пропущенные объективом 1, срезаются малым отверстием фильтра

так, что создаваемая на приемнике освещенность мала. Поэтому можно считать, что изображение на приемнике излучения формируется только лучами, прошедшими через объектив 2. Для этого, однако, расстояние d между осями объективов 1 и 2 должно быть достаточным, чтобы никакая часть опорного пучка не проходила через большое отверстие пространственного фильтра 4. То есть это расстояние должно превышать диаметр световых пучков, переносящих изображение: $d > D_0$ (см. рис. 2в).

С учетом того, что плоскость фильтра 4 оптически сопряжена с плоскостью апертурной диафрагмы 10 микроскопа, нижнюю границу межосевого расстояния d можно выразить через параметры микроскопа:

$$D_0 = 2f_1 \sin \sigma_1 = 2f_1 \sin \sigma / m_{mc}, \quad (4)$$

где σ_1 — задний апертурный угол, а линейное увеличение $m_{mc} = f_{11}/f_9$ определяется фокусными расстояниями составных частей: микрообъектива f_9 и тубусной линзы f_{11} .

Вместе с тем межосевое расстояние d не должно быть слишком большим, чтобы получить приемлемую ширину интерференционных полос b :

$$b = \frac{\lambda}{\sin \varphi} = \frac{\lambda f_3}{d}. \quad (5)$$

Чтобы полосы можно было разрешить, их ширина b должна быть не менее четырех размеров пиксела $a_{пкс}$, что накладывает на d ограничение сверху. Таким образом, с учетом (4) и (5) расстояние d между центрами отверстий пространственного фильтра Φ должно лежать в интервале

$$\frac{2f_1 \sin \sigma}{m} < d \leq \frac{\lambda f_3}{4a_{пкс}}. \quad (6)$$

Соотношение фокусных расстояний двух компонентов интерферометра f_3/f_1 определяет его увеличение $m_{инт}$ и выражается также через увеличение микроскопа $m_{mc} = f_{11}/f_9$ и другие его параметры:

$$\frac{f_3}{f_1} = m_{инт} \equiv \frac{y_5}{y_1} = \frac{y_5}{m_{mc} y_9}. \quad (7)$$

Выбор абсолютных значений фокусных расстояний компонентов основан на соображениях компактности системы при допустимом уровне aberrаций, что ограничивает величину относительного отверстия D_2/f_1 . Анализ показывает, что относительное отверстие в пределах от 1 : 3.5 до 1 : 5 дает возможность эффективно корректировать aberrационные искажения.

Таким образом, приведенные формулы позволяют определить все основные габаритные параметры интерферометра.

Проведем aberrационный расчет для схемы со следующими параметрами: входной апертурный

угол микроскопа $\sin \sigma = 0.17$, фокусные расстояния компонентов микроскопа $f_9 = 9$ мм, $f_{11} = 180$ мм, выходной диаметр пучка $D = 20$ мм. Линейное поле зрения не менее 0.1 мм.

В качестве приемника излучения выбран монокромный КМОП-сенсор Artina MT9P031 со следующими параметрами: число элементов $N_x \times N_y = 2592 \times 1944$, размер пикселя $a_{пкс} = 2.2$ мкм, размеры $2x_{мпн} \times 2y_{мпн} = 5.7 \times 4.3$ мм². Используемая в расчетах длина волны $\lambda = 633$ нм.

Рассчитанные и выбранные параметры интерферометра: диаметр внутренней линзы $D_2 = 8$ мм, фокусные расстояния $f_1 = 30$ мм, $f_3 = 75$ мм. Увеличение интерферометра составило 2.5, а линейное поле зрения микроскопа 0.12×0.09 мм². Допустимое расстояние между осями объективов первого компонента d лежит в диапазоне 0.5...5.4 мм. При выбранном значении $d = 2$ мм ширина интерференционных полос составляет $b \approx 23$ мкм, что соответствует 10 пикселям приемника излучения. Диаметр большого отверстия диафрагмы 4 взят равным 1 мм, а диаметр пинхола — 30 мкм.

Следует отметить, что диаметр внутренней линзы D_2 в созданной экспериментальной установке не является оптимальным, что не обеспечивает равенство световых потоков. По формуле (1) он должен составить 2.5 мм, однако по технологическим соображениям принято решение сделать $D_2 = 8$ мм.

3. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Аберрации компонентов интерферометра влияют на качество изображения, сформированное в объектном пучке и, соответственно, на качество интерферирующих волновых фронтов. Поскольку пинхол, установленный в опорном пучке, формирует почти идеальный сферический фронт, высококачественный объектив 3 способен сформировать качественный плоский опорный волновой фронт на выходе из интерферометра. Следовательно, качество интерференционной картины определяется aberrациями объектива 2. Следует также отметить, что объектив 3 должен иметь малые aberrации при работе в режиме коллиматора, т.е. когда предмет находится в передней фокальной плоскости, а не в бесконечности, и поэтому использовать в качестве 3 стандартные фотообъективы или объективы для машинного зрения можно было бы лишь в обратном ходе лучей, что усложнило бы механизм их крепления к видеокамере.

Таким образом, необходимо минимизировать aberrации двух объективов 1 и 2, формирующих изображение (см. рис. 2). Очевидно, что оптимизация объектива 2 для целей фокусировки объектного

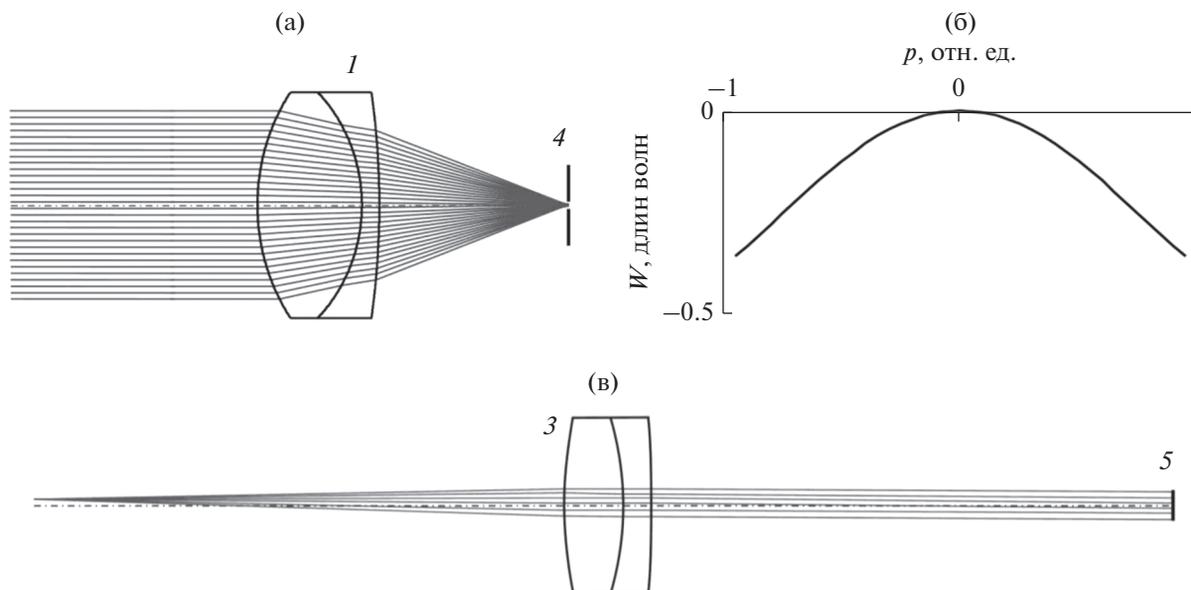


Рис. 3. Результаты моделирования объективов интерферометра: а – оптическая схема объектива 1, фокусирующего опорный пучок в плоскость пространственного фильтра 4; б – график волновой aberrации опорного пучка; в – оптическая схема объектива 3, проецирующего опорный пучок на МПИ 5.

пучка приведет к повышению его aberrаций при работе в качестве коллиматора пучка, переносящего изображение. Однако с учетом относительно небольшой апертуры пучков ($\sigma_1 \approx 1^\circ$) остаточные aberrации можно частично скомпенсировать объективом 3. Таким образом, этот подход может привести к появлению волновой aberrации в интерферирующих пучках, а потому важен “баланс” aberrаций схемы интерферометра в обоих случаях: при работе из бесконечности в бесконечность и при проецировании изображения.

Небольшие поля зрения и апертуры пучков, в которых работают компоненты интерферометра, делают возможным использование простых двухлинзовых склеенных объективов в качестве каждого из его элементов. Это подтверждает выполненное в программе ZEMAX моделирование интерферометра.

Моделировались объективы со следующими конструктивными параметрами. Объектив 3: радиусы поверхностей 52, -43.4 и -217.4 мм, материал первой линзы N-BAF10, ее толщина 8 мм, материал второй линзы N-SF6, а толщина 4 мм. Радиусы поверхностей объектива 1: 20.9, -16.7 и -79.8 мм, материал первой линзы N-BAF10, ее толщина 12 мм, материал второй линзы N-SF6HT, а толщина 2 мм. Объектив 2 идентичен объективу 1, но установлен в обратном ходе и имеет меньший диаметр.

Результаты моделирования элементов, формирующих опорный пучок интерферометра, по-

казаны на рис. 3, оптическая схема объектива 1 – на рис. 3а, а схема объектива 3 – на рис. 3в. На рис. 3б представлен график волновой aberrации W на его выходе из объектива 3 в зависимости от относительной координаты луча на входном зрачке p . Видно, что aberrация не превосходит $\lambda/2$, что вполне приемлемо.

Результаты моделирования объектной ветви интерферометра представлены на рис. 4: работа в параллельных пучках, т.е. в режиме интерферометра (рис. 4а), графики волновой aberrации W осевого и наклонного объектных пучков показаны (рис. 4в). Видно, что остаточная волновая aberrация составляет приблизительно $\lambda/10$. Ход лучей, формирующих изображение, через объектную ветвь интерферометра показан на рис. 4б. Из диаграмм, отображающих пятна рассеяния для осевой и внеосевой точек (см. рис. 4г, 4д), видно, что качество формируемого изображения близко к дифракционному.

Результаты проведенного анализа дают основание считать выбранные объективы пригодными для работы в рассматриваемой системе интерферометра (“линза в линзе”).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для экспериментов был собран макет двухкомпонентного интерферометра, рассчитанный по описанной выше методике (рис. 5а). В первом

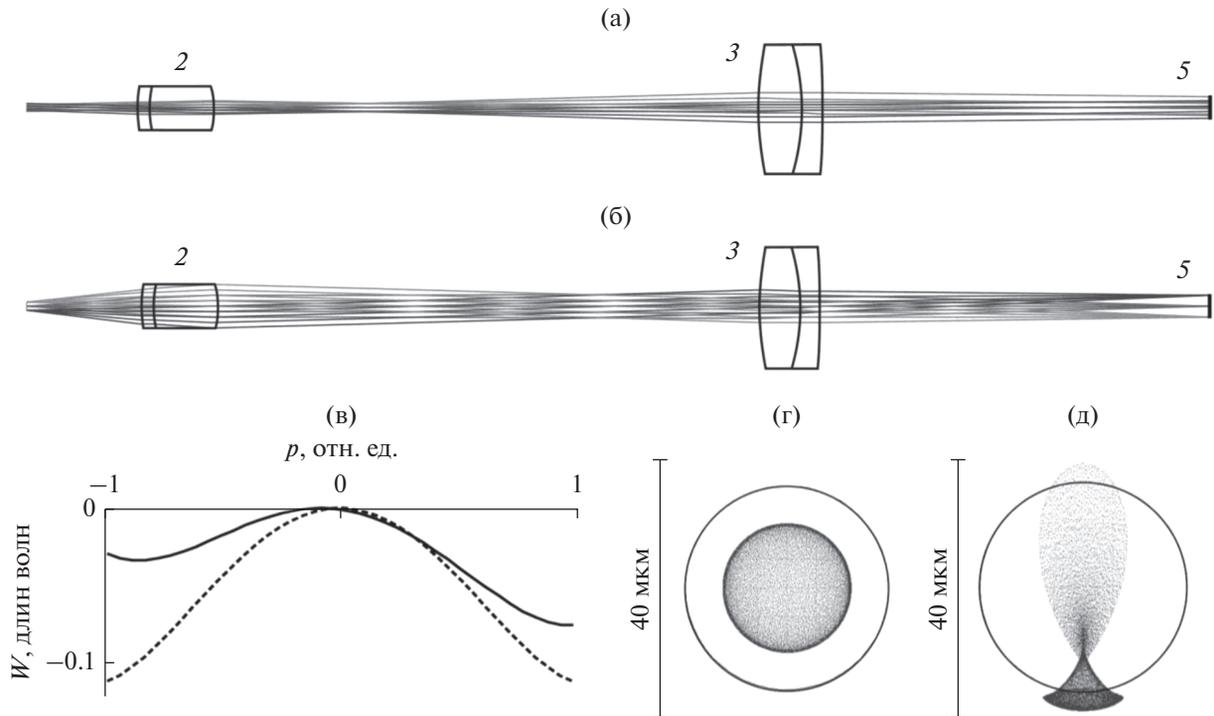


Рис. 4. Результаты моделирования объектной ветви интерферометра: а — ход лучей в параллельных пучках; б — ход лучей в режиме изображающей проекционной системы; в — графики волновой aberrации осевого (сплошная кривая) и наклонного (штриховая кривая) объектных пучков; г — пятно рассеяния осевой точки; д — пятно рассеяния внеосевой точки.

компоненте были использованы два идентичных ахроматических двухлинзовых склеенных объектива Thorlabs AC254-030-A с фокусным расстоянием 30 мм, а в качестве второго компонента — объектив The Imaging Source TCL 7528 5MP с фокусным расстоянием 75 мм, установленный в обратном ходе лучей. Диаметр большого отверстия диафрагмы 4 взят равным 1 мм, а диаметр малого (пинхола) — 30 мкм.

Увеличение оптической системы интерферометра составляет 2.5. Диаметры внешнего и внутреннего объективов первого компонента составляют соответственно 25.4 и 7.5 мм, расстояние между осями объективов первого компонента 2 мм, общая длина макета интерференционного модуля — 120 мм. В качестве приемника излучения выбран монохромный КМОП-сенсор Artina MT9P031. Данный интерферометр был сопряжен с микрообъективом 20X Olympus Plan Achromat Objective с увеличением 20, числовой апертурой 0.4 и передним рабочим отрезком 1.2 мм. Поле зрения, ограниченное приемником излучения, составило $0.12 \times 0.08 \text{ мм}^2$. В качестве источника освещения был использован He-Ne-лазер мощностью 5 мВт.

На рис. 5б приведен фрагмент ($30 \times 30 \text{ мкм}^2$) зарегистрированного голографического изображения мазка крови, а на рис. 5в — восстановленная

фазовая задержка $\Delta\phi(x, y)$. Восстановленная форма распределения фазовой задержки, вносимой эритроцитами, согласуется с данными работ [7, 8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчитанная система двухкомпонентного интерферометра может быть основой для создания дополнительных модулей для оптических микроскопов. Такой интерферометр отличают компактность, отсутствие подвижных элементов, относительная простота сборки и юстировки. Описанная методика расчета параметров такого интерферометра позволяет оптимизировать его характеристики (пространственное разрешение, поле зрения, светосилу) и адаптировать для применения совместно с различными оптическими микроскопами. Полученные результаты применимы и для создания мультимодальных систем анализа микрообъектов, востребованность которых в биомедицине и промышленности непрерывно растет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

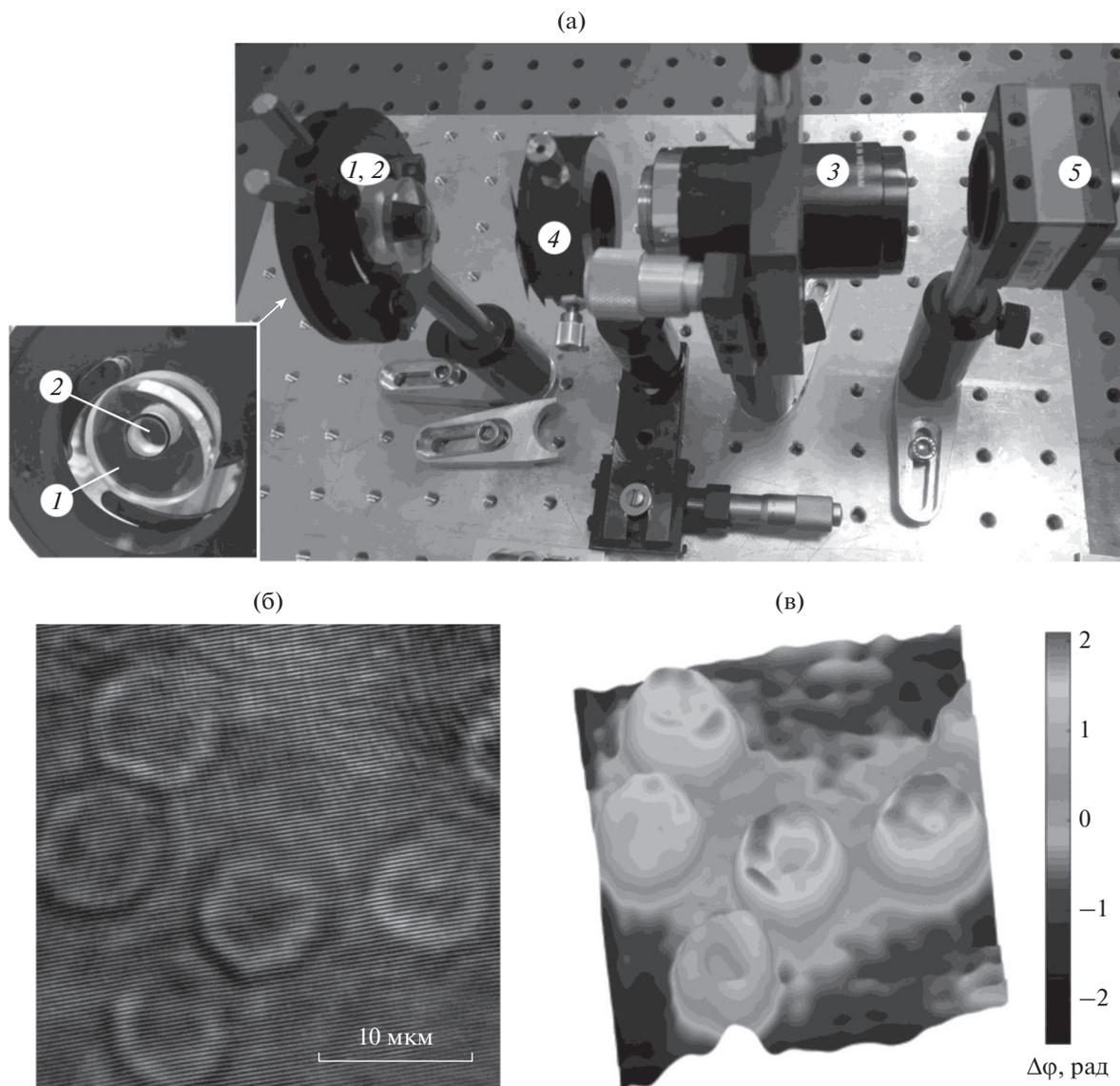


Рис. 5. Внешний вид макета двухкомпонентного интерферометра (а), пример зарегистрированной интерференционной картины (б) и вычисленное пространственное распределение фазовой задержки (в).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-38-20057) и Министерства образования и науки (проект № 0069-2019-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shaked N., Zalevsky Z., Satterwhite L.* Biomedical Optical Phase Microscopy and Nanoscopy. Oxford: Acad. Press, 2012.
2. *Osten W.* Optical Inspection of Microsystems. N.Y.: CRC Press, 2019.
3. *Paturzo M., Pagliarulo V., Bianco V., Memmolo P. et al.* // Optics and Lasers in Engineering, 2018. V. 104. P. 32.
4. *Schnars U., Jüptner W.* Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques. Berlin: Springer, 2005.
5. *Dyson J.* // J. Optical Soc. Amer. 1957. V. 47. № 5. P. 386.
6. *Malacara D.* Optical Shop Testing. N.Y.: Wiley, 1978.
7. *Mir M., Bhaduri B., Wang R. et al.* // Progress in Optics. 2012. V. 57. P. 133.
8. *Kim Y., Shim H., Kim K. et al.* // Optics Express. 2014. V. 22. № 9. P. 10398.
9. *Mico V., García J.* // Optics Lett. 2010. V. 35. № 23. P. 3919.
10. *Zheng C., Zhou R., Kuang C., Zhao G. et al.* // Optics Lett. 2017. V. 42. № 7. P. 1448.
11. *Machikhin A., Polschikova O., Vlasova (Ramazanova) A., Pozhar V.* // J. Optics. 2019. V. 21. P. 125801.

**ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ
И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ**

УДК 53.088

**ОЦЕНКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ МЕЖКАНАЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ СВЯЗЕЙ
ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММ ПРИ КОГНИТИВНЫХ ТЕСТАХ
У ПАЦИЕНТОВ С ЧЕРЕПНО-МОЗГОВОЙ ТРАВМОЙ
ДО И ПОСЛЕ РЕАБИЛИТАЦИИ¹**

© 2021 г. Р. А. Толмачева^{a, *}, Ю. В. Обухов^a, Л. А. Жаворонкова^b^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^bИнститут высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН,
ул. Бутлерова, 5а, Москва, 117485 Российская Федерация*E-mail: tolmatcheva@ya.ru

Поступила в редакцию 10.02.2021 г.

После доработки 15.02.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

В рамках нового подхода к оценке межканальной фазовой синхронизации сигналов электроэнцефалограмм фазы сигналов вычисляются и сравниваются в точках хребтов их вейвлет-спектрограмм. Межканальная фазовая связанность сигналов электроэнцефалограмм определяется во время когнитивных тестов у здоровых испытуемых и пациентов с черепно-мозговой травмой средней тяжести. Рассмотрены фазово-связанные пары отведений сигналов электроэнцефалограмм пациентов с черепно-мозговой травмой средней тяжести до и после реабилитации, которые могут быть использованы для оценки динамики реабилитации больных.

DOI: 10.31857/S0033849421100144

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одним из методов оценки нарушения связей между различными областями мозга пациентов в результате черепно-мозговой травмы (ЧМТ) является определение межканальной связанности электроэнцефалограмм (ЭЭГ). Для оценки связанности областей мозга здоровых пациентов используют различные методы анализа ЭЭГ. Для оценки межканальной связанности ЭЭГ-сигналов широко используется фазовая когерентность [1–3]. Фазовая когерентность $\text{Coh}_{xy}(f)$ двух ЭЭГ-сигналов $x(t)$ и $y(t)$ оценивается через их нормированную комплексную взаимную корреляцию $C_{xy}(f)$:

$$\text{Coh}_{xy}(f) = \frac{|C_{xy}(f)|}{\left(|S_{xx}(f)||S_{yy}(f)|\right)^{1/2}}. \quad (1)$$

В когерентном анализе интервал времени измерения ЭЭГ разбивается на эпохи, в каждой из которых вычисляется межканальная разность фаз, и по наличию пика гистограммы разности фаз в различных эпохах определяется наличие фазовой синхронизации или отсутствие таковой при отсутствии пика. Кроме того, проводится усреднение $\text{Coh}_{xy}(f)$ в частотном диапазоне, заранее заданном исходя из нейрофизиологического опыта. Обычно это диапазоны, соответствующие ритмам ЭЭГ: дельта (2...4 Гц), тета (4...8 Гц), альфа (8...12 Гц) и бета (12...25 Гц). Основным недостатком когерентного анализа является сравнение разности фаз в различных временных эпохах нестационарного сигнала ЭЭГ, приводящее к неустойчивости определения межканальной синхронизации ЭЭГ. Обоснованность когерентного анализа нестационарных сигналов ЭЭГ подвергается сомнению [4].

Другой подход к оценке фазовой связанности заключается в определении аналитического сигнала $x^*(t) = x(t) + iH(x(t))$, где $H(x(t))$ – преобразование Гильберта [5]. В таком случае фаза сигнала $x^*(t)$ рассчитывается как арккосинус (арксинус) отношения вещественной (мнимой) части $x^*(t)$ к его

¹ Работа доложена на Четвертой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 5–8 октября 2020 г.).

модулю. Под фазовой синхронизацией двух сигналов понимается:

$$|\Phi_{x,y}(t)| \leq \text{const}, \quad (2)$$

где $\Phi_{x,y}(t) = n\Phi_x(t) - m\Phi_y(t)$, Φ – фаза сигнала, n, m – целые числа.

Найти угловую частоту сигнала в таком случае можно, продифференцировав фазу по времени. Численное дифференцирование в присутствии флуктуаций фазы является неустойчивой процедурой. Также недостатком подхода, связанного с вычислением аналитических сигналов, является то, что он хорошо применим для узкополосных сигналов и не очень хорошо – для широкополосных [6].

Ранее нами был предложен новый подход к оценке связанности между электрофизиологическими сигналами путем анализа хребтов вейвлет-преобразований – связанных по времени экстремумов вейвлет-спектрограмм, которые являются точками стационарной фазы в том смысле, что только в них производная фазы по времени равна круговой частоте [7].

Целью данной работы является разработка методики определения фазово-связанных пар отведений ЭЭГ пациентов с черепно-мозговой травмой средней тяжести до и после реабилитации, которая может быть использована для оценки динамики лечения и реабилитации больных.

2. МЕТОДИКА РАБОТЫ

В работе [8], посвященной компьютерному моделированию плавной музыки, показано, что в точках временно-асимптотических хребтов вейвлет-спектрограмм фаза стационарна в том смысле, что в этих точках $d\Phi/dt \approx \omega$.

В приложении к работе [7] было показано, что сигнал $x(t) = A(t)\exp(i\Phi(t))$ удовлетворяет так называемым время-асимптотическим свойствам при выполнении условий [8]:

$$\left| \frac{d\Phi(t)}{dt} \right| \gg \left| \frac{1}{A(t)} \frac{dA(t)}{dt} \right|, \quad \left| \frac{1}{A(t)} \frac{dA(t)}{dt} \right| \ll \left| \frac{1}{\psi(t)} \frac{d|\psi(t)|}{dt} \right|, \quad (3)$$

где $\psi(t)$ – материнский или анализирующий вейвлет интеграла Морле:

$$W(\tau, f) = \sqrt{f} \int x(t)\psi^*((t - \tau)f)dt, \quad (4)$$

$$\psi(\eta) = \frac{1}{\sqrt{\pi F_b}} \exp(2\pi i F_c \eta) \exp\left(-\frac{\eta^2}{F_b}\right),$$

где $F_b = F_c = 1$.

Подход к оценке межканальной фазовой синхронизации ЭЭГ в точках хребтов их вейвлет-

спектрограмм рассматривается как задача, обратная задаче моделирования хребтов. В работе [8] показано, что для амплитуды и фазы амплитудно-модулированного сигнала $x(t) = A(t)\exp(i\Phi(t))$ справедливо:

$$A(t) = |W(t, f_r)|, \quad \Phi(t) \approx \arctg\left(\frac{\text{Im} W(t, f_r)}{\text{Re} W(t, f_r)}\right), \quad (5)$$

где

$$f_r(t_i) = \arg \left\{ \max_{f(t_i) \in [0.5:2.5 \text{ Гц}]} (|W(t_i, f(t_i))|) \right\},$$

при условии: $0.5t^2 |\Phi''(t)| \ll 1$.

Однако хребет $|W(t, f_r)|$ можно рассматривать как частотно-модулированный сигнал. По общему определению, необходимо взять немодулированное колебание [9]

$$x = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (6)$$

и ввести переменную частоту $\omega = \omega_0 + \Delta\omega f(t)$.

Тогда

$$x = A_0 \sin \left[\omega_0 t + \varphi_0 + \Delta\omega \int_0^t f(t) dt \right] = A_0 \sin(\omega(t)t) \quad (7)$$

при $\varphi_0 = 0$.

Легко показать, что можно оценить фазу хребта по формуле

$$\Phi(t, f_r) = 2\pi f_r(t)t, \quad (8)$$

при $t > \epsilon$. Как будет показано ниже, в описываемых исследованиях достаточно выбрать $\epsilon > 1$ с.

Фазы ЭЭГ-сигналов вычислялись и сравнивались в точках хребтов (t_i, f_r) их вейвлет-спектрограмм в записях ЭЭГ при когнитивных тестах и без тестов. Далее вычислялся модуль разности фаз двух сигналов $x(t)$ и $y(t)$ в двух отведениях ЭЭГ и гистограмма долей этого модуля разности $\rho_{x,y} = n_{x,y}/N$ в разных парах отведений ЭЭГ, где $n_{x,y}$ – число точек отсчетов хребтов при $|\Delta\Phi_{x,y}(t)| < 0.01\pi$, N – суммарное число точек отсчетов сигнала ЭЭГ за время проведения теста [10].

В данной работе были проанализированы записи 19-канальной ЭЭГ (количество пар отведений составляет 171) при когнитивных тестах (счетно-логический и пространственно-образный) у группы контрольных испытуемых в количестве 18 человек и у группы 12 пациентов с ЧМТ средней тяжести, из них 3 пациента были исследованы до и после реабилитации. Исследования пациентов проводились в Национальном медицинском исследовательском центре нейрохирургии имени академи-

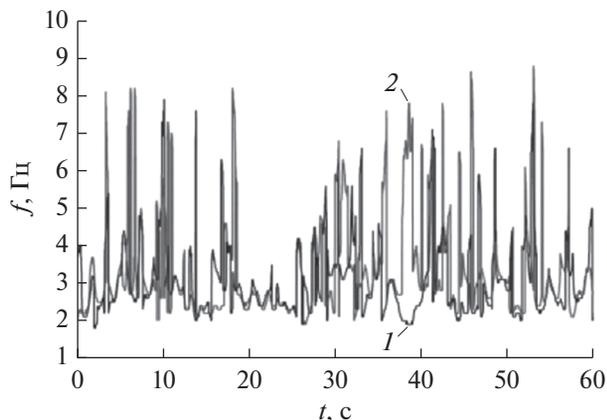


Рис. 1. Частоты хребтов вейвлет-спектров Морле двух ЭЭГ отведений: P4 (1) и O1 (2).

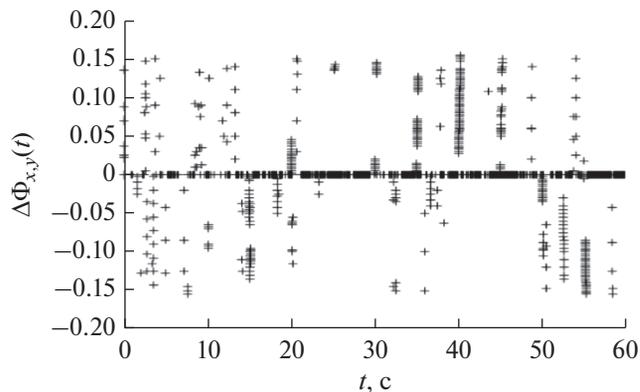


Рис. 2. Зависимость разности фаз для двух отведений сигнала ЭЭГ (Fp1–Fp2) от времени.

ка Н.Н. Бурденко. Все обследованные – правши. Критерием включения в исследование являлась способность самостоятельно стоять и выполнять инструкции врача, отсутствие гемипареза и других неврологических нарушений [11]. При выполнении когнитивного счетно-логического теста (СТ1) испытуемому в случайном порядке перечислялись предметы, относящиеся к категории “одежда” или “еда”. В течение теста он подсчитывал количество предметов, относящихся к одной из указанных категорий, и в конце теста объявлял полученный результат. При выполнении когнитивного пространственно-образного теста (СТ2) врач в случайном порядке называл время. Испытуемый должен был мысленно представить себе циферблат часов и расположение на нем стрелок в соответствии с названным временем. Если обе стрелки находятся в одной и той же половине циферблата, он говорил “да”, а если в разных половинах – молчал. Все тесты выполнялись в течение 60 с. Запись ЭЭГ выполнялась как при проведении тестов, так и без них.

Реабилитация пациентов проводилась в течение 1.5–2 месяцев после выписки из клиники, по два занятия в неделю, длительность занятия – 30–40 мин. Важным является тот факт, что исследования ЭЭГ проводили в начале и после окончания реабилитационного курса. Во время выполнения реабилитационного занятия пациент выполнял двойные моторные и когнитивные задачи. Во время реабилитационного занятия пациент ходил с удобной для него скоростью и в это время ему через наушники предъявлялись когнитивные задания, отличающиеся от контрольных. Принципиальным является то, что как моторные, так и когнитивные задачи, выполняемые во время реабилитационных занятий, отличались от задач, используемых в контрольных исследованиях. Это делалось для

того, чтобы реабилитация способствовала не просто запоминанию задач, а обучению одновременно выполнять моторную и когнитивную деятельность, с чем человек ежедневно встречается в реальной жизни.

В контрольных исследованиях частота дискретизации ЭЭГ составляла 250 Гц. Исходные сигналы были записаны с фильтром высоких частот с частотой отсечки 0.5 Гц, фильтром низких частот с частотой отсечки 70 Гц. Далее применялись режелекторный фильтр с частотой 50 Гц и фильтр Баттерворта. Сигналы фильтровались полосовым фильтром Баттерворта четвертого порядка с полосой пропускания от 2 до 10 Гц. Записи анализировали без выбора отдельных фрагментов сигнала, однако осуществлялось удаление выбросов в сигналах при помощи метода Хьюбера X84 [12].

На рис. 1 приведены частоты хребтов вейвлет-спектра Морле для пары отведений ЭЭГ: P4 и O1. Точки хребта – точки максимальной спектральной плотности мощности. Видно, что в некоторые временные фрагменты частоты ЭЭГ совпадают. Зная частоту хребта, можно оценить фазу хребта по формуле (8).

Рассчитывая разность фаз двух отведений (например, Fp1–Fp2) сигнала ЭЭГ по формуле (2) и приводя значения разности фаз двух отведений ЭЭГ в интервал от $-\pi$ до π , можно найти динамику синхронизации. Зависимость разности фаз двух отведений сигнала ЭЭГ от времени представлена на рис. 2. Из рисунка видно, что в отличие от известных методов оценки когерентности в разработанном нами методе можно оценивать динамику фазовой синхронизации, т.е. определить время, когда происходила синхронизация ЭЭГ-каналов. Кроме того, видно, что при $t > \varepsilon = 1$ с (8) оценка разности фаз становится вполне устойчивой.

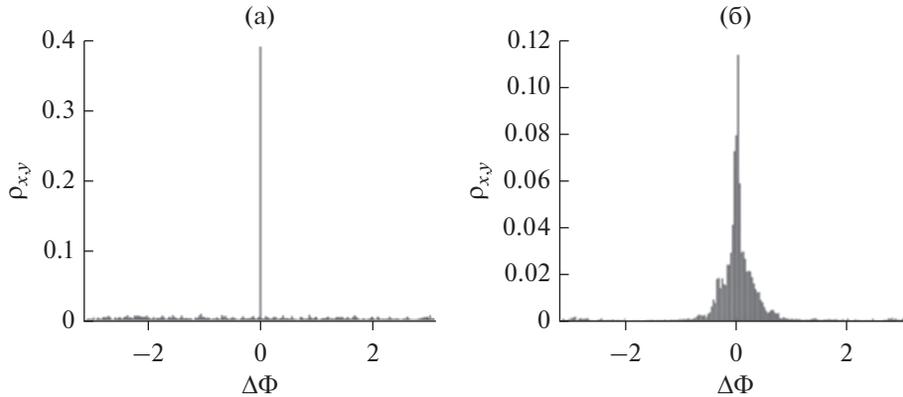


Рис. 3. Гистограммы долей $\rho_{x,y}$ разности фаз в точках хребта вейвлет-спектрограмм в двух отведениях ЭЭГ для случая фазово-связанной пары отведений ЭЭГ: Fr1–Fr2: а – гистограмма, полученная методом, основанным на вычислении и сравнении фаз сигналов с частотной модуляцией (8), б – гистограмма, полученная при вычислении фазы по формуле (5).

На рис. 3 представлены гистограммы долей $\rho_{x,y}$ разности фаз в точках хребта вейвлет-спектрограмм в двух отведениях ЭЭГ для случая фазово-связанной пары отведений ЭЭГ: Fr1–Fr2, полученные двумя способами. Первым способом фаза ЭЭГ-сигнала рассчитывалась в точках хребтов вейвлет-спектрограмм (8). Вторым способом фаза ЭЭГ-сигнала рассчитывалась как \arctg отношения мнимой части хребта вейвлет-спектра к вещественной согласно формуле (5). Из рис. 3 видно, что гистограмма долей $\rho_{x,y}$ разности фаз в точках хребта вейвлет-спектрограмм, рассчитанная первым способом, имеет более высокий и более острый пик по сравнению с пиком гистограммы, рассчитанной вторым способом.

Пусть $A = \max \rho_{x,y}$ – максимальные значения гистограммы при когнитивном тесте и $B = \max \rho_{x,y}$ в записи ЭЭГ без теста. Удобно рассматривать разность $D = A - B$, сортированную по парам отведений ЭЭГ в порядке возрастания D . На рис. 4 приведена зависимость D от номеров пары отведений ЭЭГ, сортированных в порядке возрастания D , и ее производной для здорового испытуемого при СТ1 тесте. Видно, что в некоторой точке D появляется изгиб графика. Исходя из графика производной D пары отведений с номерами, большими чем в точке резкого возрастания производной, целесообразно рассматривать как фазово-связанные. Таким образом, были выделены фазово-связанные пары ЭЭГ-каналов до и после реабилитации пациентов с ЧМТ средней тяжести.

На рис. 5 представлена блок-схема разработанного метода для оценки межканальной фазовой синхронизации ЭЭГ-сигналов [7].

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 6 представлены фазово-связанные пары ЭЭГ каналов для контрольного испытуемого во время записи ЭЭГ при тесте СТ1 (рис. 6а) и во время записи ЭЭГ при СТ2 тесте (рис. 6б). Из рис. 6 видно, что при когнитивных задачах активируются лобные области и межполушарные связи. В соответствии с литературными данными при когнитивных тестах у здоровых испытуемых активируются межполушарные связи и лобные области головного мозга [13].

Исследовалась также динамика реабилитации трех пациентов с ЧМТ средней тяжести до и после реабилитации. Для этого фазово-связанные

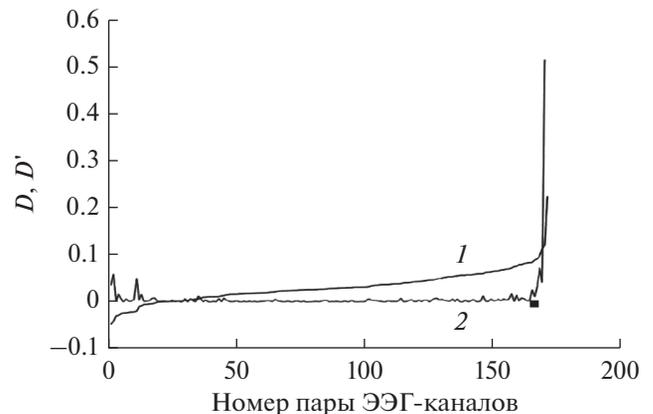


Рис. 4. Зависимость D от номеров пары отведений ЭЭГ, сортированных в порядке возрастания D (кривая 1) и ее производной D' (кривая 2) для здорового испытуемого.

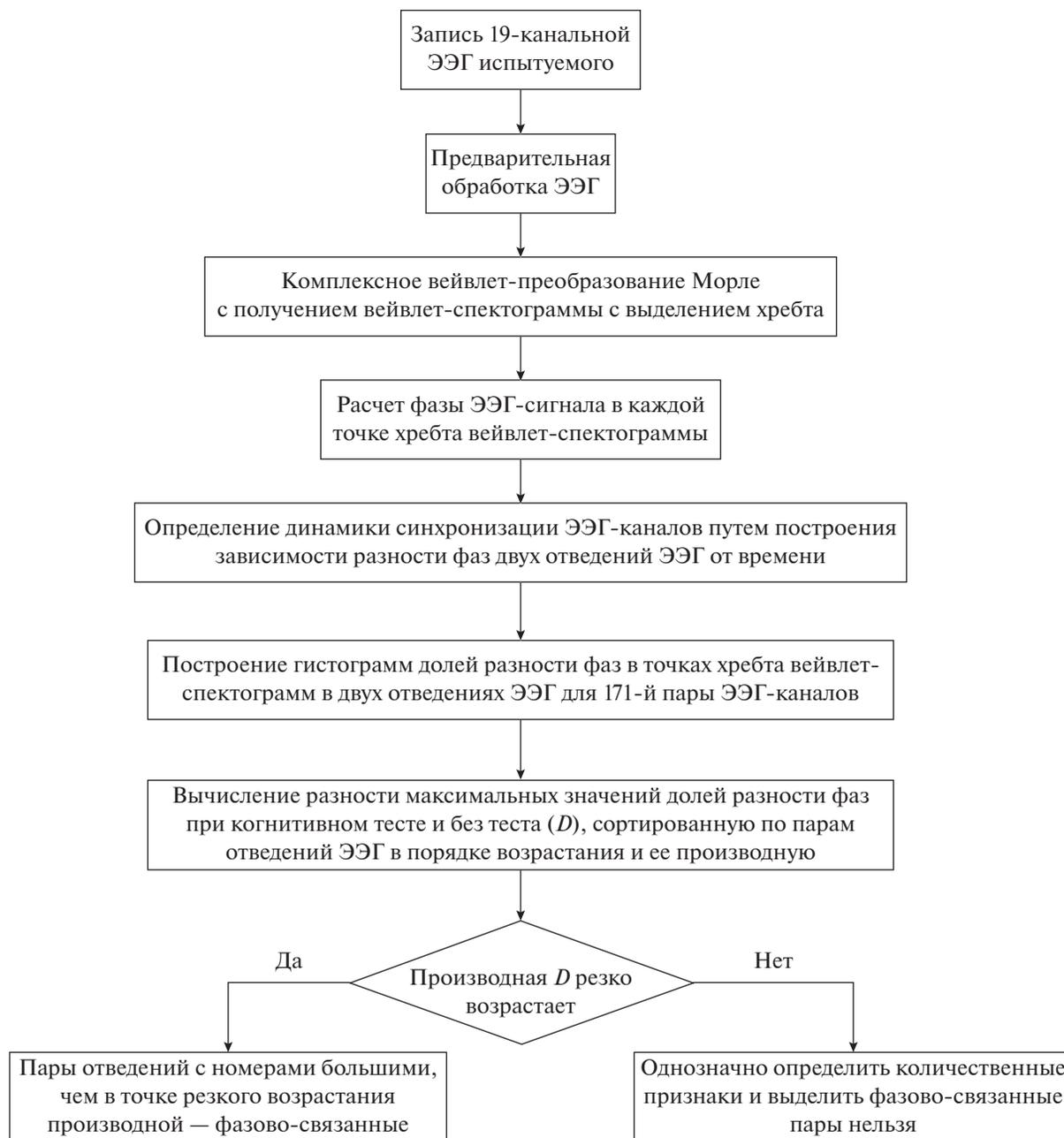


Рис. 5. Блок-схема метода для оценки межканальной фазовой синхронизации ЭЭГ.

пары ЭЭГ у пациентов до и после реабилитации сравнивали с фазово-связанными парами группы контроля для каждого теста. Если при когнитивных тестах у пациентов, как и у контрольных испытуемых, активируются межполушарные связи и связи в лобной области — можно сделать вывод о положительной динамике когнитивной функции. Это хорошо видно из данных, представленных на рис. 7.

Рассмотрим пример отсутствия прогресса после реабилитации пациента с ЧМТ. На рис. 8 приведена зависимость D от номеров пары отведений ЭЭГ, сортированных в порядке возрастания D , и ее производной для пациента с ЧМТ средней тяжести. Из рис. 8б видно, что после реабилитации при когнитивном счетно-логическом тесте отсутствует резкое возрастание производной D , в отличие от рис. 8а. Таким образом, четко определить

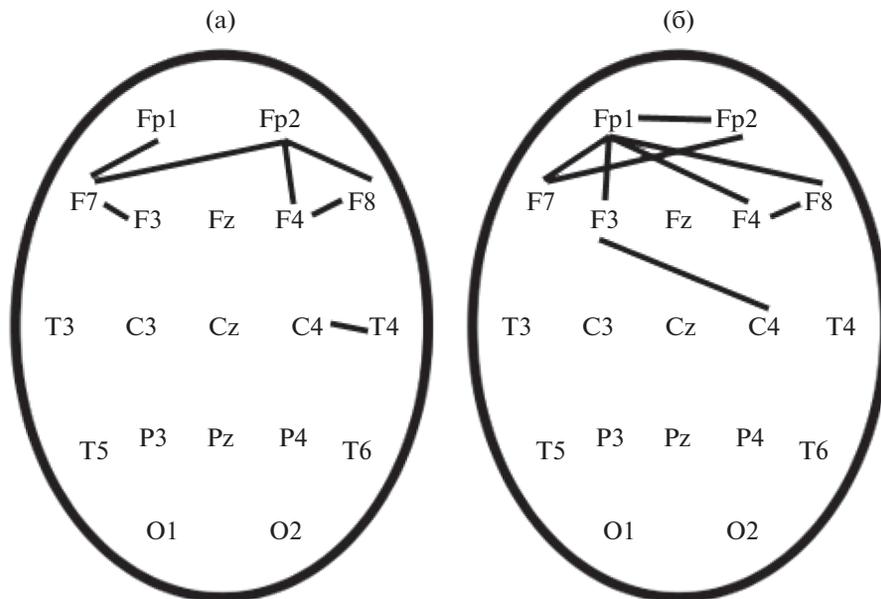


Рис. 6. Фазово-связанные пары ЭЭГ отведений контрольного испытуемого: пример для СТ1- (а) и СТ2-теста (б).

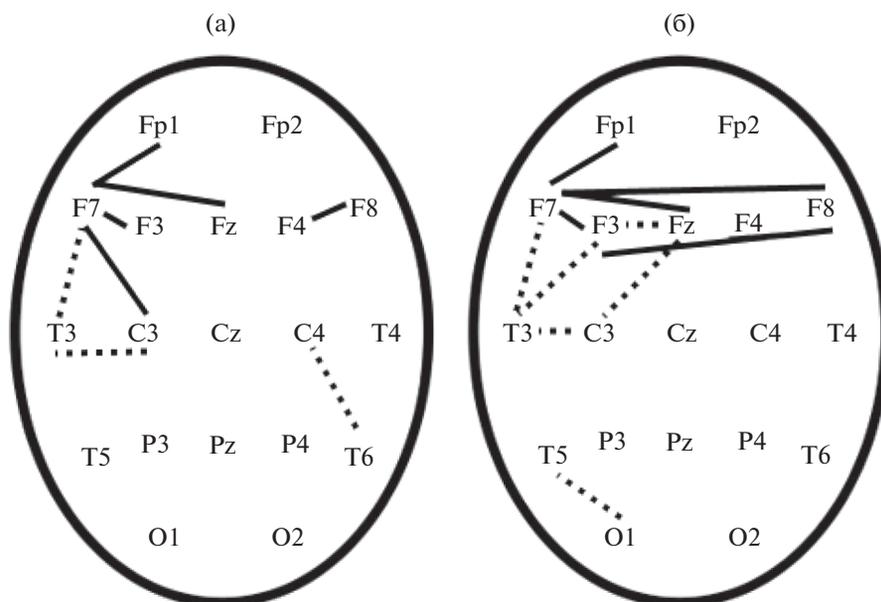


Рис. 7. Фазово-связанные пары ЭЭГ отведений пациента с ЧМТ до реабилитации (пунктирные линии) и после нее (сплошные линии): пример для СТ1- (а) и СТ2-теста (б).

количественные признаки и выделить фазово-связанные пары описанным способом нельзя и можно сделать вывод об отсутствии прогресса реабилитации при когнитивном счетно-логическом тесте.

ВЫВОДЫ

Для оценки межканальной фазовой синхронизации сигналов электроэнцефалограмм во время

когнитивных тестов у контрольных испытуемых и пациентов с черепно-мозговой травмой средней тяжести был предложен и разработан новый метод, основанный на анализе хребтов вейвлет-преобразования Морле сигналов электроэнцефалограмм, в котором фазы сигналов электроэнцефалограмм вычислялись и сравнивались в точках хребтов их вейвлет-спектрограмм. Метод позволяет наблюдать динамику синхронизации, т.е. за-

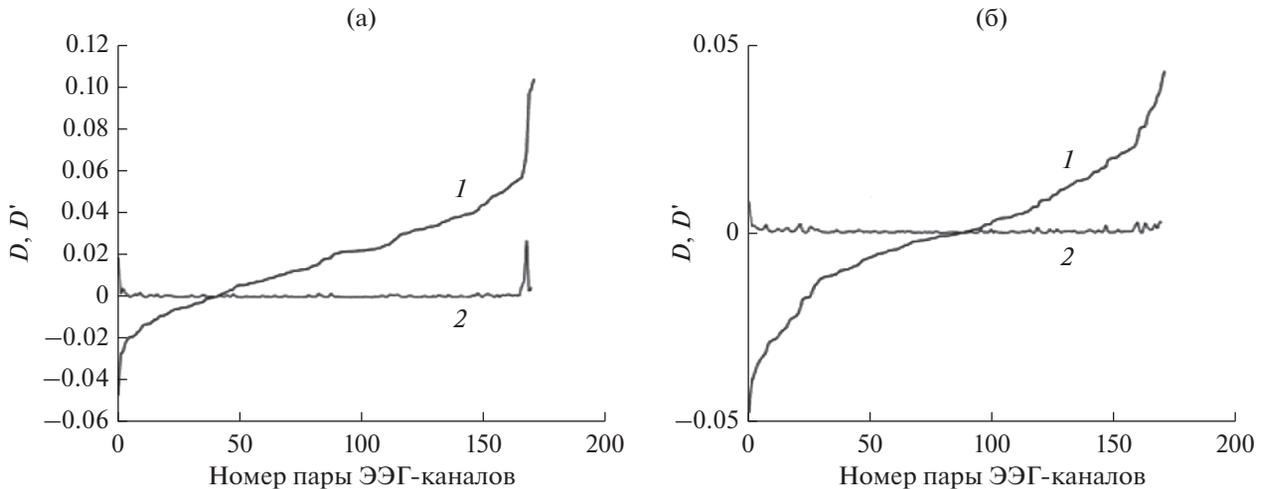


Рис. 8. Зависимость D от номеров пары отведений ЭЭГ, сортированных в порядке возрастания D (кривая 1), и ее производной D' (кривая 2) для пациента № 2 при когнитивном СТИ-тесте: пример до реабилитации (а) и после реабилитации (б).

висимость разности фаз двух отведений сигнала электроэнцефалограммы от времени. Применялись счетно-логический и пространственно-образный когнитивные тесты. У контрольных испытуемых во время теста инициируются межполушарные связи и связи в лобной части коры головного мозга. Сравнивая фазово-связанные пары отведений сигналов электроэнцефалограмм при когнитивных тестах у пациентов с черепно-мозговой травмой до и после реабилитации с фазово-связанными парами отведений сигналов электроэнцефалограмм у контрольных испытуемых, можно определять положительную динамику реабилитации при инициализации межполушарных связей и связей в лобной части коры головного мозга или отсутствие прогресса реабилитации.

СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ НОРМ

У всех обследованных было получено письменное согласие на участие в исследованиях в соответствии с положениями Хельсинкского соглашения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-02035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wending F., Ansari-Asl K., Bartolomei F., Senhadji L.* // J. Neuroscience Methods. 2004. V. 183. № 1. P. 9.
2. *Nolte G., Bai O., Wheaton L. et al.* // Clinic. Neurophysiology. 2004. V. 115. № 10. P. 2292.
3. *Zhan Y., Halliday D., Jiang P. et al.* // J. Neurosci. Methods. 2006. V. 156. P. 322.
4. *Кулаичев А.П.* // Журн. высш. нервн. деятельности. 2009. Т. 59. № 6. С. 757.
5. *Rosenblum M., Pikovsky A., Kurths J. et al.* // Handbook of Biological Physics. 2001. V. 4. Ch. 9. P. 279.
6. *Le Van Quyen M., Foucher J., Lachaux J.P. et al.* // J. Neurosci. Methods. V. 111. 2001. P. 83.
7. *Толмачева Р.А., Обухов Ю.В., Полупанов А.Ф., Жаворонкова Л.А.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1009.
8. *Guillemain P., Kronland-Martinet R.* // Proc. IEEE. 1996. V. 84. № 4. P. 561.
9. *Харкевич А.А.* Спектры и анализ. М.: Физматгиз, 1962. С. 236.
10. *Tass P., Rosenblum M.G., Weule J. et al.* // Phys.Rev. Lett. 1998. V. 81. № 15. P. 3291.
11. *Жаворонкова Л.А., Максакова О.А., Шевцова Т.П. и др.* // Журн. неврологии и психиатрии им. С.С. Корсакова. 2019. Т. 119. № 8. С. 46.
12. *Хампель Ф., Рончетти Э., Рауссеу П., Штаэль В.* Робастность в статистике. Подход на основании функций влияния. М.: Мир, 1989. С. 512.
13. *Жаворонкова Л.А., Шевцова Т.П., Максакова О.А.* Как мозг человека одновременно решает две задачи? Саарбрюкен: LAP LAMBERT Acad. Publ., 2017.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ**

УДК 53.08

**ВРЕМЯРАЗРЕШАЮЩАЯ РЕНТГЕНОАКУСТИЧЕСКАЯ
ДИФРАКТОМЕТРИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ
КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ
ОДНООСНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАГРУЗОК¹**

© 2021 г. В. И. Аккуратов^{a, b, *}, А. Е. Благов^{a, b}, Ю. В. Писаревский^{a, b}, А. В. Таргонский^{a, b},
Я. А. Элиович^{a, b}, Н. А. Моисеева^a, М. В. Ковальчук^{a, b}

^aФедеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН,
Ленинский просп., 59, стр. 1, Москва, 119333 Российская Федерация

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

*E-mail: akkuratov.val@gmail.com

Поступила в редакцию 21.04.2021 г.

После доработки 20.05.2021 г.

Принята к публикации 01.06.2021 г.

Предложена времяразрешающая методика исследования перспективных кристаллических материалов для компонент микро- и оптоэлектронных приборов в условиях внешней механической нагрузки с помощью специально разработанного рентгеноакустического дифрактометра. Методика позволяет проводить быстрые (вплоть до миллисекунд) измерения кривых дифракционного отражения исследуемых кристаллов с использованием специального модуля для создания одноосной механической нагрузки. Показана возможность проведения исследований обратимых и необратимых процессов, возникающих в кристаллах в условиях внешних воздействий, что может быть использовано для диагностики и прогнозирования отказоустойчивости электронных компонент, изготовленных на их основе.

DOI: 10.31857/S0033849421100016

ВВЕДЕНИЕ

Кристаллические материалы играют решающую роль для развития информационных технологий, микро- и оптоэлектронной промышленности.

Требования к параметрам таких материалов делятся на три группы. К первой группе относятся параметры материалов, определяющие эффективность работы устройств, например, проводимость или оптическая плотность. Часто эта совокупность параметров называется “коэффициентом качества”. Вторая группа параметров определяется технологиями изготовления на основе кристаллических материалов микро- и оптоэлектронных компонент и приборов. К третьей группе относятся параметры условий эксплуатации таких материалов – рабочий диапазон температур, вибрации, влажность, давление, радиация и др. Контроль параметров обеспечивается специальными

методиками и оборудованием, которые в настоящее время наиболее развиты для первой и второй групп.

В данной работе предложена модификация методики рентгеноакустической дифрактометрии для исследования влияния внешних воздействий на кристаллические материалы. Рентгеновская дифракция является эффективным и распространенным методом характеристики дефектной структуры материалов, позволяющим проводить высокоточные и неразрушающие измерения [1, 2]. Применяя методы рентгеновской дифрактометрии можно получать интегральную информацию о дефектах кристаллической структуры в области, засвечиваемой рентгеновским пучком. Используя двухкристальную рентгеновскую дифракцию и вращая кристалл-образец в окрестности угла Брэгга, можно получить зависимость интенсивности дифрагированного пучка рентгеновского излучения от угла падения на образец – кривую дифракционного отражения (КДО). Анализ параметров КДО и сравнение с теоретическими моделями позволяет сделать выводы об упорядоченности и дефектной структуре образца.

¹ Работа доложена на Четвертой Международной молодежной конференции “Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения” (Астрахань, 5–8 октября 2020 г.).

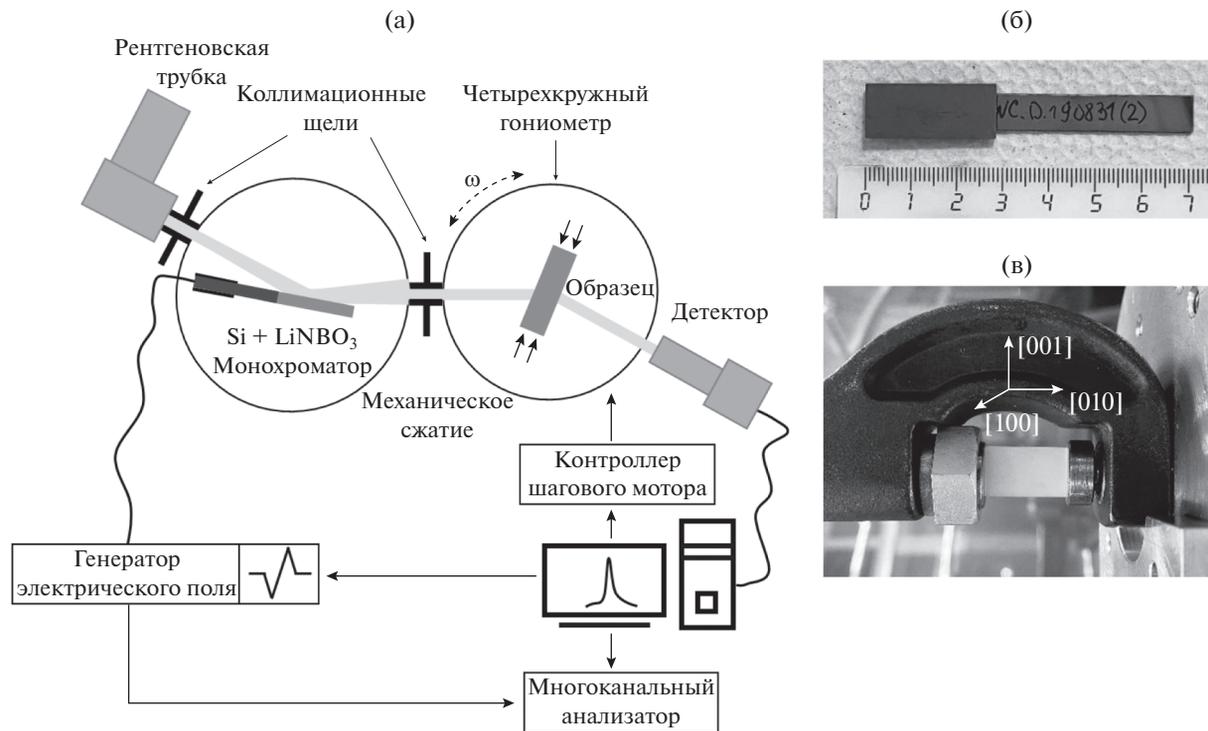


Рис. 1. Двухкристальная рентгенооптическая схема (а), адаптивный изгибный элемент из пьезокристалла ниобата лития (узкий кристалл) и кристалла кремния (широкая пластина) (б), пресс для одноосной нагрузки с монокристаллом кварца, установленным для измерений в геометрии Лауэ с указанными кристаллографическими направлениями (в).

Под нагрузкой в кристаллах происходит образование дефектов, смещение и деформация кристаллических плоскостей, что напрямую влияет на физические свойства. Особый интерес представляет переходная область между упругой и пластической деформацией кристаллических материалов, когда начинается интенсивный рост количества дефектов, но структурные изменения могут являться обратимыми. Для исследований обратимых процессов в этой области деформаций необходимы времяразрешающие методы, позволяющие получать информацию о структуре в режиме реального времени.

Ранее в работах авторского коллектива была предложена методика времяразрешающей дифрактометрии, основанная на применении адаптивных изгибных элементов [3]. Была показана ее эффективность при проведении ряда тестовых экспериментов, в том числе при исследовании кристалла кремния в условиях одноосной механической нагрузки [4, 5].

В данной работе на основе полученных ранее работ предложена и реализована методика исследования кристаллической структуры в условиях механической нагрузки при помощи рентгеновской дифракции, позволяющая добиться секундного временного разрешения на лабораторном рентгеновском источнике.

1. МЕТОДИКА

Предложенная методика основана на применении адаптивных элементов рентгеновской оптики (АЭРО). Принципиальная двухкристальная рентгенооптическая схема эксперимента представлена на рис. 1а. АЭРО был установлен в положении монохроматора, он состоит из изгибного пьезоактуатора [3] и прикрепленного к нему рентгенооптического кристалла (рис. 1б). Такие элементы дают возможность осуществлять быструю и контролируемую перестройку углового положения рентгеновского пучка, позволяя проводить оперативную и прецизионную регистрацию КДО.

Эти особенности могут использоваться для получения уникальной информации при исследовании эффектов, возникающих, например, при воздействии интенсивного ультразвука на монокристаллы парателлуриата и фторида лития, которые ранее наблюдались в работах [6, 7]. Модельные эксперименты, результаты которых представлены в [4, 5], показали, что предложенный комплекс методик обеспечивает выигрыш, как по скорости проведения измерений, так и по точности получаемых результатов по сравнению с традиционными гониометрическими системами. В данной статье представлен эксперимент по се-

Таблица 1. Численные параметры отдельных КДО при различной нагрузке

Параметры	Нагрузка, кг					
	20	55	65	70	65	20
ω , угл. с	57.1	112.4	147.3	180.8	163.5	67.8
Ω , угл. с	0	42.3	90.2	141.1	112.8	5.6
$\Delta d/d$, отн. ед.	0	0.00121	0.00258	0.00403	0.00322	0.00016

рийной записи КДО, являющийся дальнейшим развитием предложенного ранее подхода.

Применение АЭРО в резонансном режиме [8] позволяет сканировать угловой диапазон до 1 град с временным разрешением вплоть до микросекунд, однако при работе с лабораторной рентгеновской трубкой из-за интенсивности временное разрешение лимитировано секундными значениями. Сканируемый угловой диапазон остается постоянным при проведении измерений, что позволяет точно оценивать не только численные параметры кривых, но и смещение максимума (Ω) дифракционного пика (табл. 1). Ширина пика на полувысоте ω КДО позволяет интегрально оценить степень совершенства кристаллической структуры. Из динамической теории дифракции можно определить вклад одноосной нагрузки в увеличение ширины на полувысоте экспериментально полученной КДО:

$$\omega = (\omega_m^2 + \omega_0^2 + D^2)^{-1/2},$$

$$D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda(\text{tg}\theta_m - \text{tg}\theta_0)},$$

где D – дисперсия рентгенооптической схемы, $\Delta\lambda/\lambda$ – дисперсия длины волны для $K\alpha_1$ -линии, $\theta_{m,0}$ – угол Брэгга для монохроматора и образца, $\omega_{m,0}$ – ширина на полувысоте собственной кривой дифракционного отражения монохроматора и образца.

Смещение максимума дифракционного пика позволяет определить относительное изменение межплоскостного расстояния ($\Delta d/d$) в результате приложения одноосной нагрузки из закона Вульфа–Брэгга:

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_B},$$

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{d_2 - d_1}{d_1} = \frac{\sin \theta_{B1}}{\sin \theta_{B2}} - 1,$$

где $d_{1,2}$ – межплоскостное расстояние кристалла без нагрузки и с нагрузкой, $\theta_{B1,2}$ – углы Брэгга кристалла без нагрузки и с нагрузкой.

Таким образом, при времяразрешающих исследованиях с АЭРО по значениям ширины на полувысоте КДО и изменению межплоскостного расстояния можно точно оценивать эволюцию качества кристаллической структуры при воздействии механической нагрузки определенной величины и продолжительности в режиме реального времени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводили на трехкристальном рентгеновском спектрометре (ТРС) [9]. В качестве рентгенооптического кристалла в АЭРО был использован совершенный кристалл кремния с отражением 220, в качестве изгибающего пьезоактуатора – кристалл ниобата лития с бидоменной структурой [10], размер $60 \times 11 \times 1$ мм. Исследуемый образец представлял собой монокристалл кварца (размер $15 \times 10 \times 1$ мм) с отражением 020 (угол Брэгга $\theta_B = 9.59^\circ$) с, закрепленный в специальном прессе (рис. 1в). На АЭРО подавался управляющий переменный электрический сигнал частотой 165 Гц и амплитудой 105 В, соответствующей первой резонансной гармонике собственных изгибных колебаний кристалла ниобата лития, что обеспечивало угловой диапазон сканирования с помощью АЭРО в 700 угл. с. Для дифрактометра была разработана система управления на базе свободного программного обеспечения с открытым исходным кодом TANGO (<https://www.tango-controls.org>), которая позволяет проводить автоматизированные эксперименты с АЭРО.

Применение модуля механической нагрузки, устанавливаемого на основной гониометр дифрактометра ТРС в положении образца, позволяет проводить исследования перспективных кристаллических материалов в условиях одноосной механической нагрузки в режиме реального времени. Непрерывное наблюдение за эволюцией структурных изменений в зависимости от вели-

чины прикладываемой нагрузки в исследуемых кристаллах осуществляется с помощью последовательной регистрации КДО (а в перспективе и карт обратного пространства [2], представляющих более подробную информацию о дефектной структуре). В гидравлическом прессе модуля можно исследовать кристаллы размерами до $20 \times 12 \times 12$ мм. Максимальная механическая одноосная нагрузка пресса составляет 5 т, регулировка величины нагрузки осуществляется механически при помощи винта. Одноосность нагрузки обеспечивается шарнирным основанием (см. рис. 1в). Нагрузку измеряют электронным тензодатчиком.

Перед измерениями при юстировке рентгено-оптической схемы образец устанавливали в точное брэгговское положение и фиксировали в прессе под небольшой нагрузкой.

Существует две принципиальные схемы рентгенодифракционных исследований кристаллических материалов, которые зависят от геометрии падения рентгеновского пучка на образец. В геометрии Лауэ пучок излучения падает на кристаллические плоскости, перпендикулярные поверхности образца под углом Брэгга. Образец просвечивается рентгеновским пучком, что позволяет увидеть структуру внутри объема кристалла. В геометрии Брэгга пучок рентгеновского излучения падает на кристаллические плоскости, параллельные поверхности кристалла под углом Брэгга и позволяет оценить структуру в небольшом приповерхностном объеме. Конструкцией предусмотрена возможность использования пресса для экспериментов и в геометрии Брэгга, и в геометрии Лауэ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В ходе эксперимента на дифрактометре были записаны процессы, происходящие в кристалле кварца при приложении и снятии механической нагрузки. Для этого была зарегистрирована серия из 141 КДО с временным разрешением 3.55 с. Измерения проводили в геометрии Лауэ, дифракция осуществлялась на атомных плоскостях 020, наиболее нагруженных при используемой схеме крепления и сдавливания образца, что позволило наблюдать изменения в объеме кристалла (см. рис. 1в).

Изначально кристалл был закреплен в прессе под нагрузкой 20 кг, приложенной к торцевым граням пластины. Затем нагрузка увеличивалась до значения в 70 кг. На записи процесса на рис. 2а (двумерное представление серии КДО в зависимости от времени) можно наблюдать угловое смещение КДО, вызванное одноосным сжатием кристалла кварца, и ее уширение. При сжатии кристалла уменьшалось межплоскостное расстояние d (рис. 2б) и значительно ухудшалось совер-

шенство кристаллической структуры (рис. 2в–2е). Несимметричность формы КДО, которая увеличивалась при росте нагрузки, связана с изгибом кристаллической пластины.

Резкие “ступенчатые” изменения величины нагрузки (см. рис. 2б) связаны с ручным управлением гидравлического пресса, которое не позволяет плавно увеличивать и уменьшать нагрузку. На двумерной карте (см. рис. 2а) видны скачки интенсивности, представляющие собой КДО, зарегистрированные в момент изменения нагрузки. Они вызваны небольшим люфтом пресса с закрепленным образцом.

После достижения величины нагрузки в 70 кг кристалл оставался под статической нагрузкой в течение 35 с. Изменения в параметрах КДО и на графике нагрузки в этот период вызваны перераспределением и релаксацией дефектной структуры внутри кристалла.

Затем нагрузку постепенно снижали до начального значения в 20 кг. При уменьшении нагрузки пик КДО возвращается в начальное угловое положение (рис. 2ж–2з), но сама КДО остается уширенной, что вызвано остаточной деформацией кристаллических плоскостей.

Показано, что изменения межплоскостного расстояния d и ширины на полувысоте КДО, отражающие относительную одноосную деформацию и совершенство кристаллической структуры, прямо зависят от величины механической нагрузки. Основываясь на данных о форме, ширине на полувысоте и угловом смещении КДО, полученных при помощи предложенной методики, можно получать информацию о структуре кристаллов в условиях внешних механических воздействий в режиме “рентгеновского кино”, отслеживая динамику структурных изменений непосредственно в процессе проведения эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и реализована методика непрерывной регистрации серии КДО кристаллических материалов в условиях внешних механических воздействий с секундным временным разрешением в угловом диапазоне до 1 град на усовершенствованном трехкристалльном дифрактометре ТРС. Дифрактометр с установленным на месте монохроматора АЭРО обладает всеми возможностями обычного трехкристалльного дифрактометра, а также может применяться для времяразрешающих исследований дефектной структуры, в том числе точечных дефектов, мозаичности монокристаллов и анализа искажений и внутренних напряжений многослойных кристаллических структур. Проведены исследования динамики структуры монокристалла кварца в условиях квазистатической одноосной механической нагрузки.

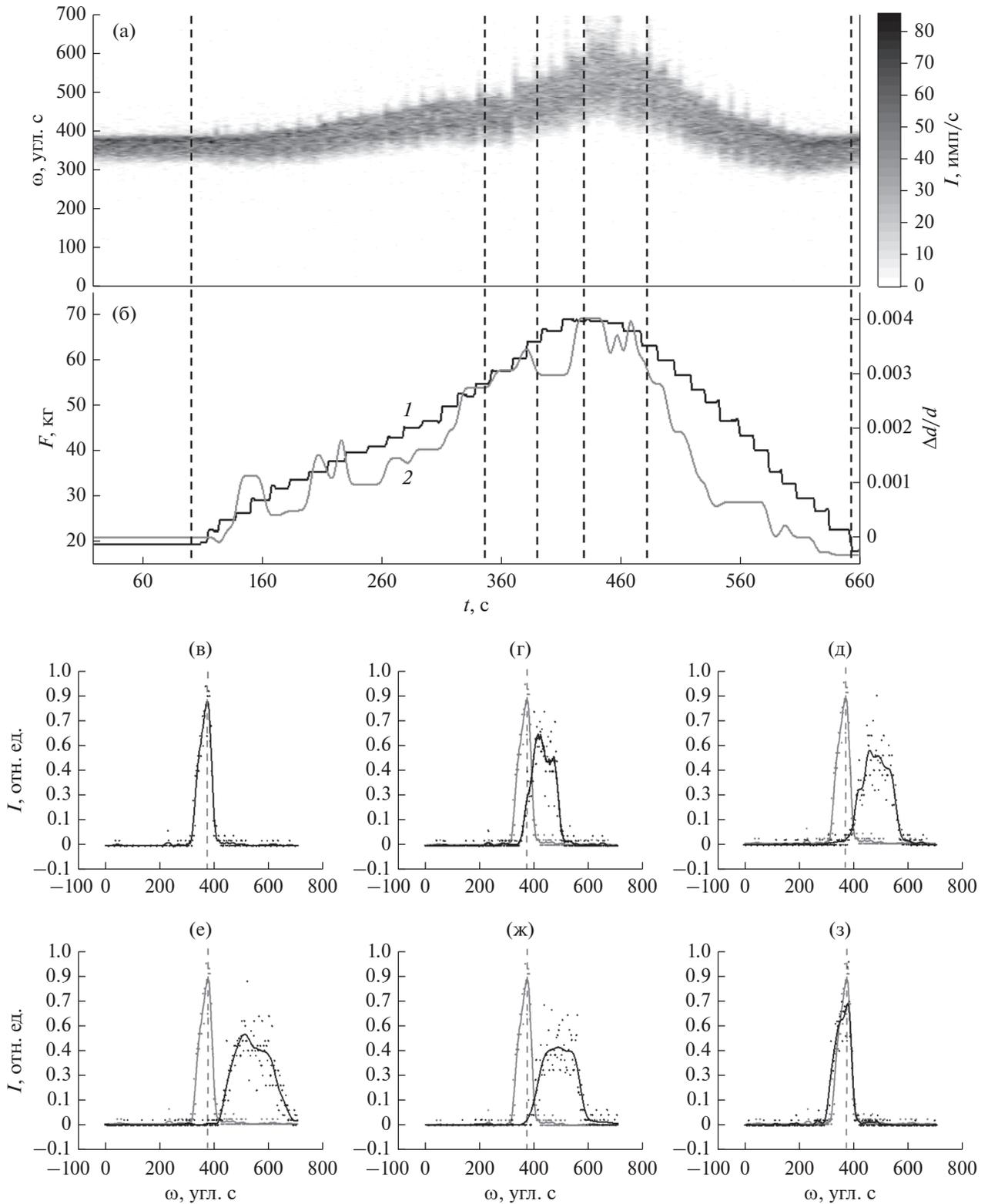


Рис. 2. Двумерная карта, представляющая временную динамику КДО кристалла кварца под квазистатической одноосной механической нагрузкой (а), график величины одноосной механической нагрузки F (кривая 1) и относительного изменения межплоскостного расстояния d (кривая 2) в зависимости от времени t (б), отдельные кривые дифракционного отражения кристалла кварца, представляющие собой зависимости интенсивности I пучка рентгеновского излучения от угла его падения на кристалл, в отмеченных пунктирной линией на графике моментах времени при различной нагрузке: 20 (в), 55 (г), 65 (д), 70 (е), 65 (ж) и 20 кг (з).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части разработки аппаратно-методического комплекса) и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-52-12029 ННИО_а и № 19-29-12037мк в части подготовки экспериментальных образцов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guinier A.* X-Ray Diffraction in Crystals, Imperfect Crystals and Amorphous Bodies. San Francisco: W. H. Freeman and Comp., 1963.
2. *Боуэн Д.К., Таннер Б.К.* Высокорастворимая рентгеновская дифрактометрия и топография. СПб: Наука, 2002.
3. *Благов А.Е., Быков А.С., Кубасов И.В. и др.* // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 5. С. 109.
4. *Элиович Я.А., Аккуратов В.И., Таргонский А.В. и др.* // Кристаллография. 2018. Т. 63. № 5. С. 708.
5. *Элиович Я.А., Аккуратов В.И., Таргонский А.В. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. № 8. С. 3.
6. *Благов А.Е., Писаревский Ю.В., Таргонский А.В. и др.* // Физика твердого тела. 2017. Т. 59. № 5. С. 947.
7. *Элиович Я.А., Таргонский А.В., Даринский А.Н. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 7. С. 9.
8. *Marchenkov N.V., Kulikov A.G., Targonsky A.V. et al.* // Sensors and Actuators. A. 2019. V. 293. P. 48.
9. *Пинскер З.Г., Ковьев Э.К., Миренский А.В. и др.* Рентгеновский спектрометр. А.с. СССР № 463045. Оpubл. БИ № 9 от 05.03.1975.
10. *Малинкович М.Д., Антипов В.В., Быков А.С.* Способ формирования бидоменной структуры в пластинах монокристаллов: Патент РФ № 2492283. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели”. № 25 от 10.09.2013.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 53.082.79

ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖИДКИХ СРЕД МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2021 г. В. В. Давыдов^{а, *}, В. И. Дудкин^б, Д. И. Николаев^а, А. В. Мороз^а, Р. В. Давыдов^а

^аСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251 Российская Федерация

^бСанкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича,
просп. Большевиков, 22, корп. 1, Санкт-Петербург, 193232 Российская Федерация

*E-mail: davydov_vadim66@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2018 г.

После доработки 28.08.2020 г.

Принята к публикации 01.10.2020 г.

Рассмотрены особенности регистрации сигнала ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в слабом магнитном поле от малого объема конденсированной среды (менее 0.2 мл) с использованием модуляционной методики. Определены соотношения между параметрами поля модуляции H_m и f_m , полем генерации H_1 автодинного детектора и степенью неоднородности магнитного поля H_0 для регистрации сигнала ЯМР от исследуемой среды с отношением сигнал/шум не менее 1.3. Для расширения функциональных возможностей малогабаритного ЯМР-спектрометра разработана и реализована новая конструкция магнитной системы с использованием вставок в виде ступенек из мягкого магнитного материала.

DOI: 10.31857/S0033849421070020

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одной из актуальных задач является создание быстрых и надежных методов экспресс-контроля конденсированных сред, которые позволяют в месте проведения измерения получать информацию о степени отклонения исследуемой среды от стандартного состояния [1–4].

Резкое ухудшение как экологического состояния окружающей среды, так и качества производимой или ввозимой в страну продукции привело к тому, что к методам экспресс-контроля стали проявлять большой интерес и, вследствие этого, предъявлять повышенные требования. Кроме традиционных требований к точности измерения и универсальности используемого метода (применим для исследования большого числа сред), появилось еще одно, которое в настоящее время является первостепенным. Проведенное исследование вовремя экспресс-контроля не должно изменять химический состав и физическую структуру исследуемой среды. Одним из таких методов является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

С целью решения поставленной задачи экспресс-контроля жидкой среды авторами созданы экспериментальные образцы малогабаритных ЯМР-спектрометров для проведения экспресс-контроля целого ряда сред [1, 3, 5].

Но в малогабаритном ЯМР-спектрометре исследование осуществляются в слабых магнитных полях (с индукцией $B_0 \leq 0.12$ Тл) от малого объема ($V_R \leq 0.2$ мл) жидкого образца, что определяет ряд особенностей, возникающих как при регистрации сигнала ЯМР, так и при проведении самих исследований, отличающих его от промышленных стационарных ЯМР-спектрометров [5–10]. Поэтому целью работы является подробный анализ особенностей присущих методу ЯМР-спектроскопии в слабых магнитных полях и учет их в конструкции малогабаритного ЯМР-спектрометра для улучшения его функциональных возможностей.

1. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ ЯМР В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Одним из основных элементов малогабаритного ЯМР-спектрометра является магнитная система и датчик регистрации сигнала ядерного магнитного резонанса [9–16]. Требования к весу и размерам магнитной системы мобильного ЯМР-спектрометра накладывают ряд ограничений при выборе конструкции датчика и магнита. С учетом этих требований была изготовлена новая малогабаритная магнитная системы с использованием

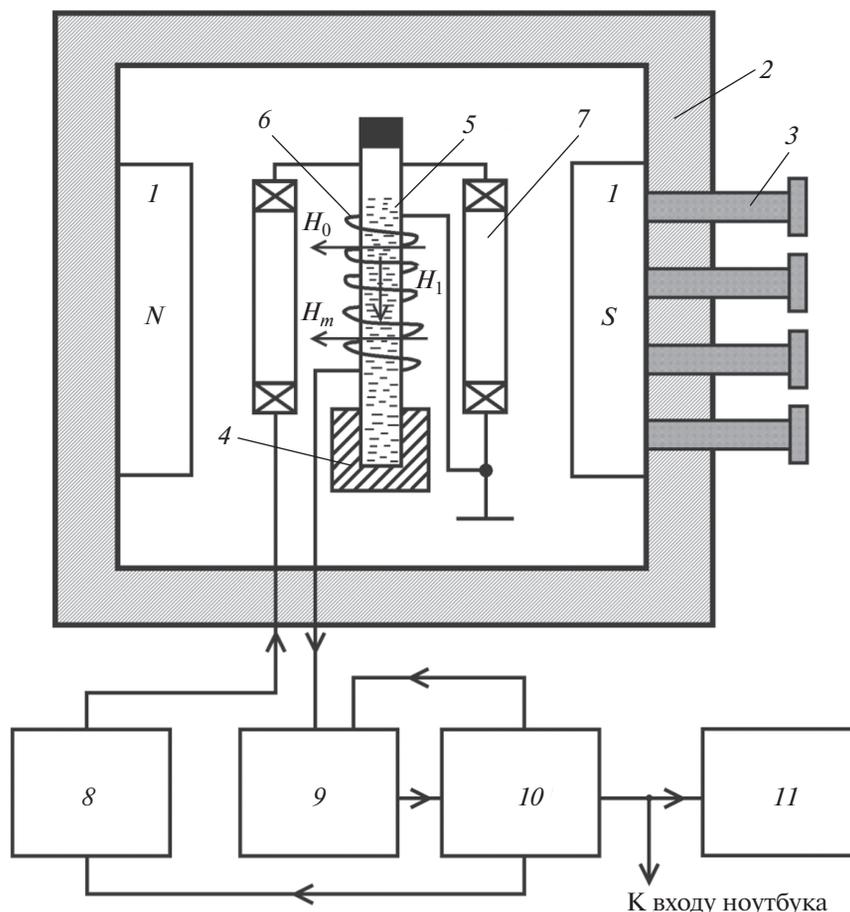


Рис. 1. Структурная схема малогабаритного ЯМР спектрометра: 1 – постоянный магнит; 2 – нейтраль для размещения и центровки магнитов; 3 – регулировочные винты; 4 – фиксирующее устройство для контейнера с исследуемой средой; 5 – контейнер с исследуемой средой; 6 – катушка регистрации сигнала ЯМР; 7 – катушки модуляции; 8 – радиочастотный генератор; 9 – автодинный детектор (генератор слабых колебаний); 10 – устройство обработки и управления; 11 – осциллограф Tektronix TDS 1012.

магнитов из материала (Nd–Fe–В) в форме диска с большой остаточной индукцией. Опытным путем было установлено, что для получения поля с индукцией B_0 порядка 0.12 Тл и неоднородностью не хуже $0.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в зазоре между полюсами магнитов, расстояние между ними не должно превышать 1.5 см при их диаметре 8...10 см.

На рис. 1 представлена структурная схема разработанного малогабаритного ЯМР-спектрометра. Конструкция предусматривает возможность юстировки взаимного расположения полюсов магнитной системы (винты 3). Магнитопровод 2 был изготовлен из материала (Сталь 3). Размеры магнита $13.6 \times 12.4 \times 9.4 \text{ см}$. В данной конструкции при ее массе порядка 2.9 кг удалось достичь требуемой однородности магнитного поля $0.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в объеме катушки регистрации 6 при $B_0 = 108 \text{ мТл}$ (частота регистрации сигнала ЯМР $f_{\text{ЯМР}} = 4597.6 \text{ кГц}$ – на протонах).

На рис. 2 представлен внешний вид одного из ЯМР-датчиков, в состав которого входит катушка регистрации сигнала ЯМР 6, катушки модуляции 7 и устройство фиксации контейнера 4 для размещения исследуемого материала. Также на этом рисунке показан контейнер (кювета) для исследуемого образца 5. Внешний диаметр кюветы 4.8 мм, внутренний – 3.2 мм. Размеры кюветы не больше, чем у кювет, используемых в ЯМР-спектрометрах фирмы Bruker.

При регистрации сигналов ЯМР в слабых магнитных полях от малого объема исследуемой среды нами выбрана модуляционная методика [3, 8, 9]. Импульсные методы, как более энергоемкие, не использовались. Основу схемы регистрации сигналов ЯМР составляет автодинный детектор 9 с использованием малошумящих операционных усилителей, что обеспечило его стабильную работу и хорошее подавление синфазных помех [11–13, 17]. Устройство обработки и управления 10 было реа-



Рис. 2. Фотография измерительного зонда с кюветой (линейка для сравнения).

лизовано на основе микроконтроллера STM32. Данное устройство осуществляет подстройку частоты и уровня генерации (величины поля H_1) автодинного детектора для обеспечения оптимальных условий во время регистрации ЯМР-сигнала — максимальное отношения сигнал/шум (S/N) при совпадении резонансной частоты контура регистрации с резонансной частотой протонов в магнитном поле, в котором расположена исследуемая среда. Кроме того, она осуществляет подстройку частоты f_m и амплитуды H_m поля модуляции по максимальному сигналу регистрации. В режиме измерения времени продольной релаксации T_1 [3, 8, 9, 13] устройство 10 осуществляет управление частотой модуляции f_m и автоподстройку амплитуды поля модуляции H_m для получения максимального значения амплитуды сигнала ЯМР.

В этом случае регистрируемый сигнал представляет собой затухающее по экспоненциальному закону во времени колебание (“вигли”). Частота сигнала ЯМР $f_{\text{ЯМР}}$ связана с индукцией магнитного поля B_0 следующим образом [13–20]:

$$f_{\text{ЯМР}} = \gamma B_0, \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение.

Ранее разработанный малогабаритный ЯМР-спектрометр [1, 3, 8, 9] был настроен на регистрацию сигнала ЯМР от протонов ($\gamma = 42.57637513$ МГц/Тл).

В новой конструкции малогабаритного ЯМР-спектрометре была реализована перестройка частоты $f_{\text{ЯМР}}$ с целью регистрации сигналов ЯМР от ядер фтора, фосфора, лития, бора, натрия, хлора, а также ртути и свинца.

Экспериментальные исследования позволили установить, что если в исследуемой среде количество ядер фтора N_F превышает количество ядер протонов N_p в два раза, то сигнал ЯМР надо регистрировать от ядер фтора, так как в этом случае отношение сигнал/шум от них в 1.3 раза выше, чем от протонов. От ядер лития сигнал ЯМР следует регистрировать, если в среде $N_{Li} > N_p/4$, для ядер натрия — $N_{Na} > N_p/15$. Поэтому если в образце содержится несколько типов ядер, обладающих магнитным моментом, то следует выбрать резонансную частоту генератора слабых колебаний (автодина) для тех ядер, от которых будет регистрироваться сигнал ЯМР с наибольшим отношением S/N .

На рис. 3 в качестве примера представлены сигналы ЯМР от различных сред при температуре $T = 18.5^\circ\text{C}$. На основании проведенных исследований можно сделать следующий вывод. Амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР в первую очередь зависит от чувствительности ядер к методу ЯМР, от количества ядер N в объеме катушки регистрации V_R , от которых регистрируется резонанс. Большое значение γ или магнитного момента ядра μ при небольшом объеме V_R и слабом поле B_0 не гарантирует регистрацию сигнала ЯМР от таких ядер по сравнению с ядрами с меньшим γ , но большей концентрации.

Методика определения состояния конденсированных сред в режиме экспресс-контроля методом ЯМР в большинстве случаев заключается в измерении констант релаксации (времени продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации) и сравнении их значений со стандартными. Время поперечной релаксации T_2 конденсированной среды

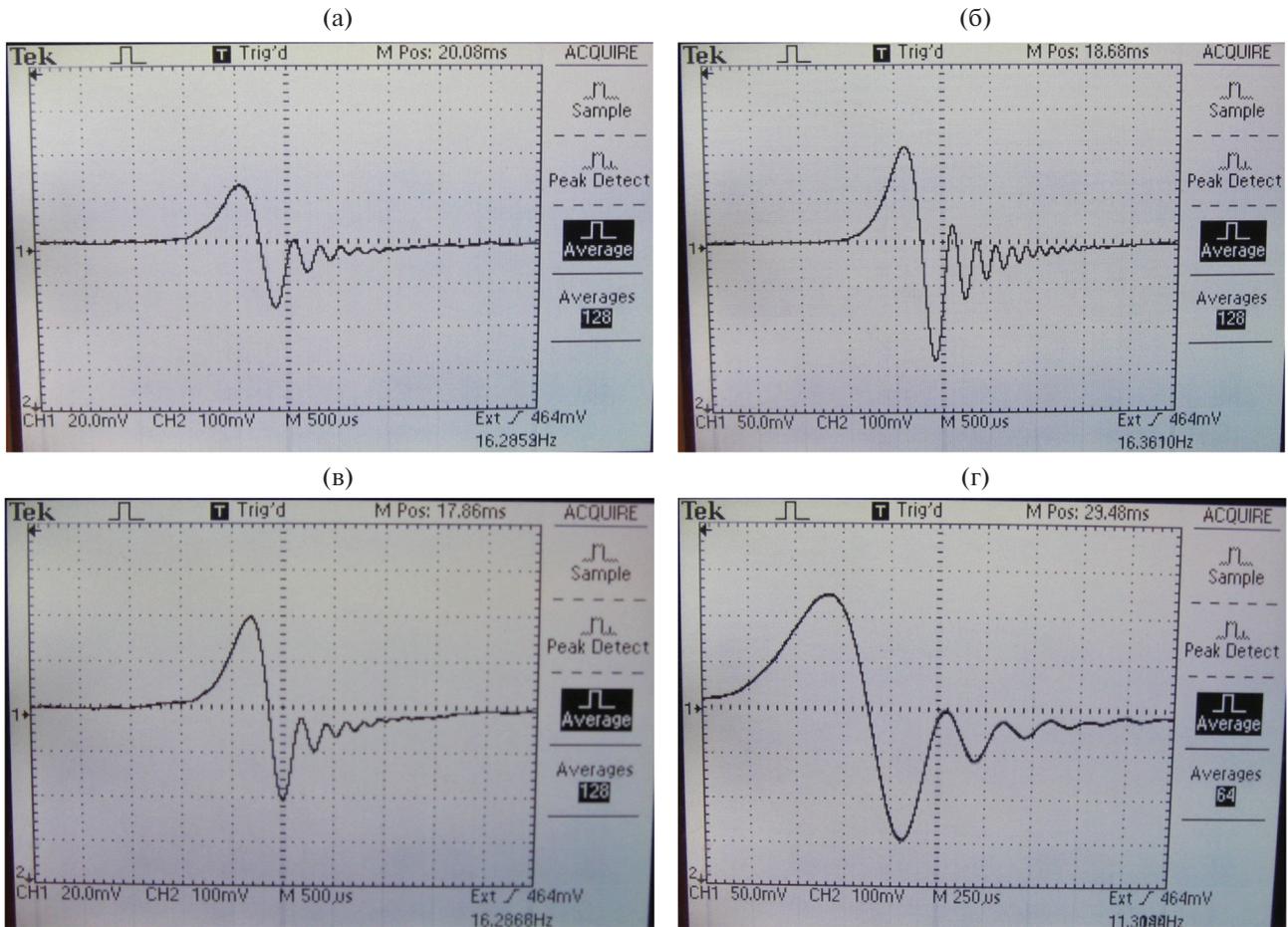


Рис. 3. Регистрируемый сигнал ЯМР (скриншот) при температуре $T = 18.6^\circ\text{C}$ на выходе схемы накопления соответственно: а – водопроводной воде, б – керосину, в – технической резине, г – вазелиновому маслу.

по регистрируемому сигналу ЯМР с помощью модуляционной методики определяется с использованием следующей формулы [3, 8, 9, 18, 20]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma\Delta B}{\pi}, \quad (2)$$

где T_2^* – эффективное время поперечной релаксации, измеряемое по спаду огибающей сигнала ЯМР, ΔB – неоднородность магнитного поля в зоне размещения катушки регистрации b (см. рис. 1).

Улучшение однородности магнитного поля в зоне размещения катушки регистрации b увеличивает число “виглей” (осциллирующих пиков) в сигнале ЯМР. Так как T_2^* определяют по спаду огибающей сигнала ЯМР, проходящей по вершинам осциллирующих пиков, то с увеличением их числа погрешность определения T_2^* уменьшается. При заданном значении неоднородности магнитного поля уменьшение размеров катушки датчика ЯМР приводит к сужению линии поглощения сигнала магнитного резонанса, что приводит к росту

числа регистрируемых пиков виглей. Вместе с тем уменьшение размеров катушки приводит к снижению амплитуды сигнала ЯМР. Поэтому оптимальные размеры катушки датчика определяют экспериментально. Оптимизация условий регистрации в спектрометре достигается за счет повышения степени однородности магнитного поля.

Уменьшение степени неоднородности магнитного поля удалось достичь размещением на полюсах магнитов вставок в виде ступенек (шиммов) из магнитомягкого материала [22, 23]. На рис. 4 представлен вид такой вставки 2 для полюсных наконечников магнитной системы малогабаритного ЯМР-спектрометра в форме диска, размещенной на полюсе магнита 1 ($L_{\text{п.м}} = 12$ мм). Вставка изготовлена из Армко-железа. Размер каждой вставки по оси z составляет $L_b = 8$ мм, по оси $y - d_m = 92$ мм. На вставке размещены две ступеньки с каждой стороны (в мм): $L_1 = 6$, $L_2 = 4$, $d_1 = 43$, $d_2 = 40$.

Как показали экспериментальные исследования, после размещения изготовленных вставок

(шиммов) на полюсах магнитов с $d_{п.м} = 2(L_B + L_A) = 28$ мм индукция B_0 в зоне размещения катушки регистрации практически не изменилась по сравнению со случаем, когда те же самые полюса были расположены без вставок на расстоянии 12 мм, а неоднородность магнитного поля в зоне размещения катушки регистрации b (см. рис. 1) уменьшилась до 0.4×10^{-4} см $^{-1}$.

Это позволило увеличить V_R более чем в 10 раз при этом неоднородность магнитного поля в новом объеме катушки регистрации осталась не хуже 0.5×10^{-3} см $^{-1}$. Отношение S/N регистрируемого сигнала ЯМР от исследуемых сред увеличилось минимум в 10 раз, что и позволило успешно реализовать перестройку частоты $f_{ЯМР}$.

Опытным путем было установлено, что для регистрации сигнала ЯМР в слабом магнитном поле с использованием модуляционной методики должно выполняться следующее соотношение:

$$\gamma H_m > 10 \Delta f_{ЯМР}, \quad (3)$$

где H_m — амплитуда поля модуляции.

Кроме того, авторами экспериментально было установлено, что при исследовании сред с $T_2 \leq 100$ мкс (например, глицерин или 2,3-диметилпентан) частота модуляции f_m поля B_0 должна быть не менее 200 Гц. А для некоторых растворов солей металлов (например, раствор гетероцентрового комплекса ионов меди и никеля с винной кислотой — $T_2 = 12.3$ мкс) — f_m должна быть не менее 500 Гц.

С учетом удобства эксплуатации и обеспечения требуемых технических характеристик спектрометра была выбрана длина зазора между полюсами магнитной системы 15 мм. Наличие корректирующих вставок (шиммов) обеспечило требуемую степень неоднородности магнитного поля в объеме кюветы с исследуемым веществом и тем самым позволило достичь требуемого отношения $S/N \geq 1.3$ регистрируемого сигнала ЯМР с числом “виглей” в нем не менее пяти для измерения T_2 с погрешностью не выше 1.0% [1, 3, 8, 9].

Для получения формы сигнала с нужным числом виглей, с последующей процедурой определения времени поперечной релаксации T_2 необходимо выполнить условие

$$T_m > 5T_2, \quad (4)$$

где T_m — период модуляции поля B_0 .

Установленное нами соотношение (4) является еще одной особенностью регистрации сигнала ЯМР в слабых магнитных полях при использовании описанной выше методики.

Проведенные исследования жидких сред с разными константами релаксации при одинаковой температуре в лаборатории показали, что уменьшение частоты модуляции f_m , чтобы обеспечить вы-

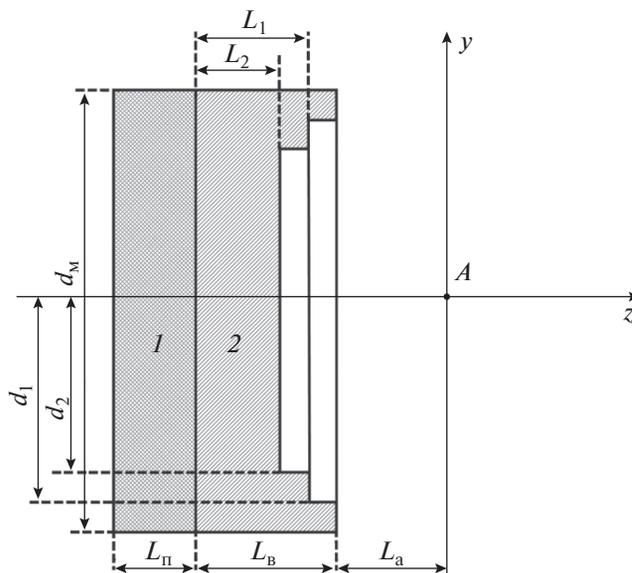


Рис. 4. Общий вид полюса магнита со вставкой: 1 — полюс магнита, 2 — вставка.

полнение (4) в случае регистрации сигналов ЯМР от сред с большим T_2 , приводит к уменьшению отношения S/N , которое до определенного момента можно компенсировать увеличением H_1 и H_m .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве одного из актуальных примеров работы разработанного малогабаритного ЯМР-спектрометра по экспресс-контролю жидких сред можно привести зарегистрированные сигналы ЯМР (рис. 5) от бензина АИ-95 и его смесей с бензином А-76, керосином и метиловым спиртом в пропорциях 0.75 к 0.25 при температуре $T = 17.9^\circ\text{C}$.

Полученные авторами смеси бензина АИ-95 с указанными жидкостями по внешнему виду и запаху ничем не отличаются от бензина АИ-95. На основании полученных экспериментальных данных (см. рис. 5а) можно сделать вывод — бензин АИ-95 высокого качества, измеренные его константы релаксации совпадают со стандартными значениями. Кроме того, даже без измерения констант релаксации по зарегистрированным сигналам ЯМР от бензина АИ-95 с добавками А-76 и метилового спирта (см. рис. 5б и 5г) видно, что они отличаются от сигнала ЯМР, полученного от эталонного образца бензина АИ-95. При добавлении в бензин АИ-95 керосина (см. рис. 5в) достаточно сложно установить наличие в нем примесей по зарегистрированным сигналам ЯМР — надо измерять константы релаксации. Измеренные значения времен релаксации T_1 и T_2 от представленных сред

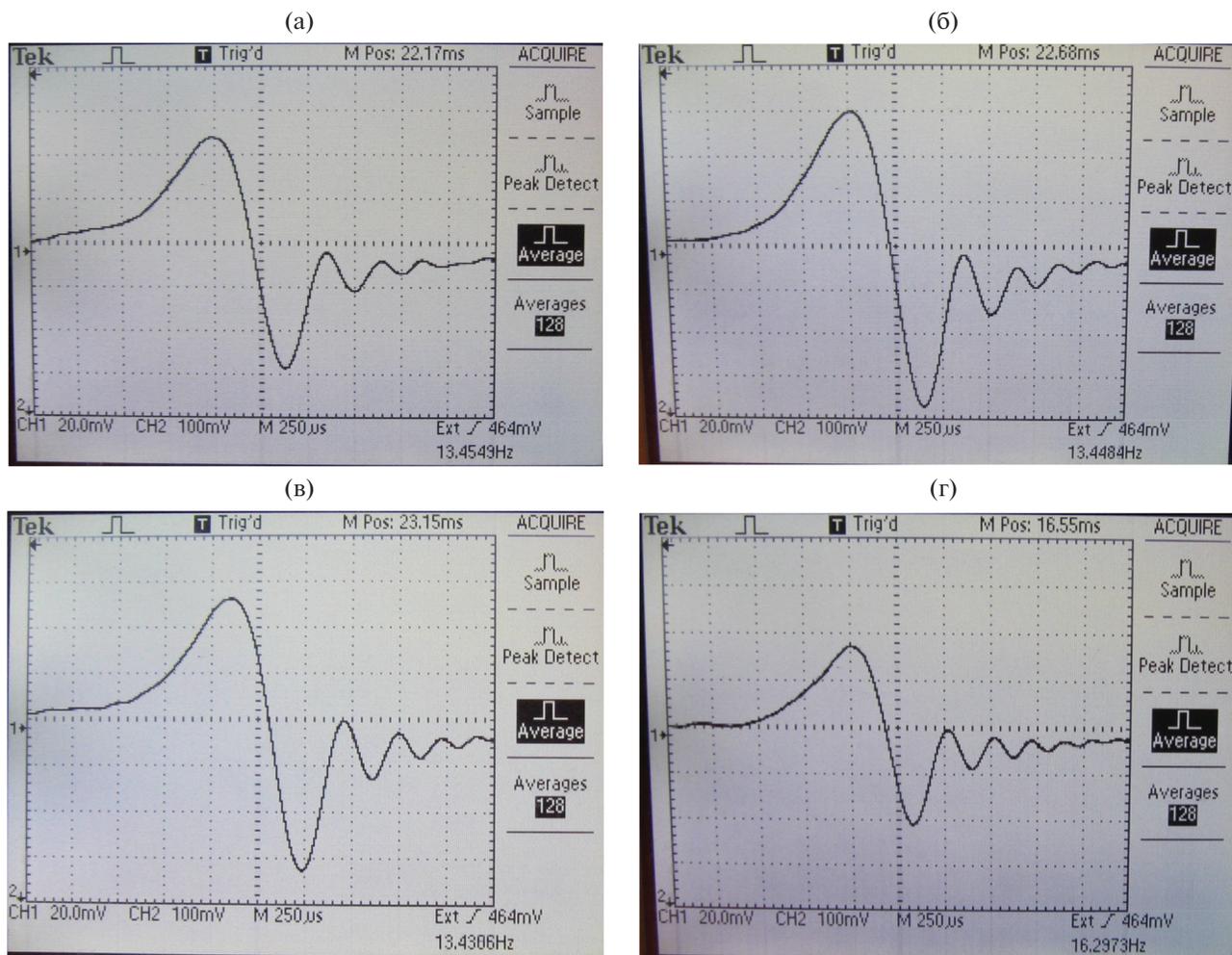


Рис. 5. Регистрируемый сигнал ЯМР (скриншот) при температуре $T = 17.9^{\circ}\text{C}$ на выходе схемы накопления соответствует бензину АИ-95 (а) и смесям в пропорции 75 : 25%: бензинов АИ-95 и А-76 (б), бензина АИ-95 и керосина (в), бензина АИ-95 и метилового спирта (г).

(см. рис. 5б–5г) подтвердили наличие в бензине АИ-95 примесей, которые вызвали в нем значительные отклонения T_1 и T_2 по сравнению со стандартными значениями.

Чтобы подтвердить обоснованность реализации предложенных авторами методик исследования жидких сред с учетом отмеченных особенностей ре-

гистрации сигнала ЯМР в слабых магнитных полях, сравнили константы релаксации исследуемых сред (см. рис. 5), полученные разработанным малогабаритным ЯМР-спектрометром, и значения T_1 и T_2 , полученные на стационарном ЯМР-релаксометре Minispec mq 20 (компания BRUKER). Результаты измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1. Времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации бензина АИ-95 и его смесей с другими жидкостями

Среда (смеси в пропорции 75% : 25%)	Ядерно-магнитный малогабаритный спектрометр		Ядерно-магнитный релаксометр Minispec mq 20	
	T_1 , с	T_2 , мкс	T_1 , с	T_2 , мкс
Бензин АИ-95	3.192 ± 0.015	411.72 ± 1.97	3.1796 ± 0.0062	410.13 ± 0.82
Смесь бензинов АИ-95 и А-76	2.307 ± 0.011	310.05 ± 1.48	2.2956 ± 0.0046	309.12 ± 0.61
Смесь бензина АИ-95 и керосина	2.821 ± 0.014	296.66 ± 1.42	2.8186 ± 0.0055	295.51 ± 0.58
Смесь бензина АИ-95 и метилового спирта	4.143 ± 0.019	446.34 ± 2.10	4.1384 ± 0.0082	444.87 ± 0.88

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет особенностей регистрации сигнала ЯМР в слабых магнитных полях в разработанном нами малогабаритном ЯМР-спектрометре позволил проводить исследования значительно большего числа конденсированных сред, чем ранее используемых. Кроме того, для части конденсированных сред время измерения констант релаксации T_1 и T_2 в новой конструкции прибора с погрешностью не выше 1.0% уменьшилось в 10 раз (за счет уменьшения числа накоплений сигнала ЯМР в схеме обработки) по сравнению с ранее используемым. Перестройка частоты $f_{\text{ЯМР}}$ для регистрации сигналов ЯМР от различных ядер в исследуемой среде позволяет в экспресс-режиме впервые определять в слабых магнитных полях наличие при концентрациях K_i , достаточных для регистрации сигнала с отношением $S/N > 1.3$, а также измерять относительные значения K_i , как это происходит в промышленных ЯМР-спектрометрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Davydov V.V., Myazin N.S. // Measurement Techniques. 2017. V. 60. № 2. P. 183.
2. Кашаев Р.С., Газизов Э.Г. // Журн. прикл. спектроскопии. 2010. Т. 77. № 3. С. 347.
3. Karseev A. Yu., Vologdin V.A., Davydov V.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 643. № 1. P. 012108.
4. Alexandrov A.S., Archipov R.V., Ivanov A.A. etc. // Appl. Magnetic Resonance. 2014. V. 45. № 11. P. 1275.
5. Поденко Л.С., Нестеров А.Н., Комиссарова Н.С. и др. // Журн. прикл. спектроскопии. 2011. Т. 78. № 2. С. 282.
6. Скаковский Е.Д., Тычинская Л.Ю., Гайдукевич О.А. и др. // Журн. прикл. спектроскопии. 2012. Т. 79. № 3. С. 482.
7. Жерновой А.И., Комлев А.А., Дьяченко С.В. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 2. С. 146.
8. Davydov V.V., Dudkin V.I., Velichko E.N., Karseev A. Yu. // Instruments and Experim. Techn. 2015. V. 52. № 2. P. 234.
9. Davydov V.V., Dudkin V.I., Karseev A. Yu. // Measurement Techn. 2014. V. 57. № 8. P. 912.
10. Жерновой А.И., Дьяченко С.В. // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 1. С. 119.
11. Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю. // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 2. С. 8.
12. Давыдов В.В., Семенов В.В. // РЭ. 1999. Т. 44. № 12. С. 1528.
13. Myazin N.S., Davydov V.V., Yushkova V.V., Rud V. Yu. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1038. № 1. P. 012088.
14. Жерновой А.И., Дьяченко С.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 118.
15. Давыдов В.В., Дудкин В.И., Мязин Н.С. // РЭ. 2016. Т. 61. № 10. С. 1026.
16. Gizatullin B., Gafurov M., Rodionov A. etc. // Energy Fuels. 2018. V. 32. № 11. P. 11261.
17. Davydov V.V., Dudkin V.I., Karseev A. Yu. // Techn. Phys. 2015. V. 60. № 3. P. 456.
18. Леше А. Ядерная индукция. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
19. Alexandrov A.S., Ivanov A.A., Archipov R.V. etc. // Magnetic Resonance in Solids. 2019. V. 21. № 2. P. 19203.
20. Chiarotti G., Cristiani G., Giulotto L. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 1241.
21. Fukuda R., Hirai A. // J. Phys. Soc. Jap. 2013. V. 81. № 6. P. 1499.
22. Rose M.E. Phys. Rev. 1938. V. 53. № 2. P. 715.
23. Bjorken J.D., Bitter F. // Rev. Sci. Instr. 1956. V. 27. № 12. P. 1005.
24. Барановский Э.А., Дудкин В.И., Трофимов О.С., Успенский Л.И. // Вопросы судостроения. Сер. Акустика. 1986. № 27. С. 97.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ**

УДК 539.23,621.372

**НЕОМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ВЫСОКООМНЫХ СЛОЕВ
АЛМАЗОПОДОБНОГО УГЛЕРОДА**

© 2021 г. С. Н. Николаев^а, А. С. Веденеев^{б, *}, В. А. Лузанов^б, А. В. Емельянов^{а, с},
А. М. Козлов^б, А. С. Бугаев^{б, с}, В. В. Рыльков^{а, б}

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

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

^сМосковский физико-технический институт,
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: asv335@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2020 г.

После доработки 25.12.2020 г.

Принята к публикации 15.01.2021 г.

Исследованы полевые зависимости проводимости структур Pt/DLC/Pt на базе тонких (20 нм) высокоомных слоев алмазоподобного углерода (DLC). Установлено, что зависимость электропроводности σ от электрического поля E имеет пороговый характер и подчиняется закону $\ln \sigma \propto E^{1/2}$. Обнаруженные особенности объясняются в рамках представлений о неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом, который формируется в слоях DLC флуктуациями их состава, связанными с наличием низкоомных sp^2 нанокластеров в алмазоподобной sp^3 -матрице. Оцененный в рамках перколяционной модели характерный размер sp^2 -нанокластеров составляет ≈ 4 нм.

DOI: 10.31857/S0033849421100120

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наблюдается повышенный интерес к разработке резистивных элементов памяти (мемристоров) на базе различного типа углеродосодержащих структур, обладающих эффектом резистивного переключения (РП) [1–3]. Недавно нами были обнаружены проявления эффекта обратимого РП в структурах металл–диэлектрик–металл (МДМ) на основе алмазоподобного углерода (англ. diamond-like carbon, DLC), объясненные сменой типа гибридизации локальных углеродных областей, обуславливающей переключение из высокоомного в низкоомное состояние в сильных полях ($\sim 10^5 \dots 10^6$ В/см) за счет переходов $sp^3 \rightarrow sp^2$ и обратное переключение ($sp^2 \rightarrow sp^3$) в отсутствие поля [4]. Это наблюдение, а также и другие данные указывают на композитный характер состава DLC-слоев, т.е. эти слои в высокоомном состоянии следует рассматривать как ансамбль разбавленных низкоомных sp^2 -нановключений (“графитовых”) в диэлектрической sp^3 -матрице (“алмазной”), дефектность которой зависит от условий синтеза [4–6]. В этих условиях следует ожидать проявления иного механизма электронного переноса,

чем обычно наблюдается в аморфных однофазных диэлектриках. В частности, недавно было показано [7], что в нестехиометрическом SiO_x с включениями Si нанокластеров, поведение проводимости уже не описывается известными моделями, основанными, например (см. [7, 8] и ссылки там), на: 1) эффекте Френкеля–Пула для изолированных кулоновских центров, 2) ионизации кулоновских ловушек Хилла–Адачи с перекрывающимися потенциалами, 3) многофононной ионизации глубоких ловушек Макрама–Эбейда и Ланну, и 4) фонон-облегченном туннелировании между ловушками Насырова–Гриценко. Кроме того, в [7] не было достигнуто согласие между экспериментом и теорией при описании вольт-амперных (ВАХ) структур в рамках модели ограниченного контактом электронного переноса, определяемого эмиссией Шоттки или Фаулера–Нордгейма [8]. Оказалось [7], что ВАХ SiO_x -структур наиболее адекватно описывает модель нелинейной проводимости, развитая Шкловским [9] для случая перколяционного транспорта носителей заряда в случайном флуктуационном потенциале (ФП), модулирующем край электронной (валентной)

зоны проводимости. В легированных компенсированных полупроводниках модуляция краев зон обусловлена кулоновскими флуктуациями заряда хаотически распределенных доноров и акцепторов [10]. Между тем в нестехиометрическом диэлектрике типа SiO_x ($x < 2$) случайные искривления зон целиком могут быть связаны с флуктуациями состава, т.е. наличием, например, Si-нанокластеров в матрице SiO_2 [7]. Подобные флуктуации потенциала, связанные с флуктуациями состава, можно ожидать и в нашем случае, т.е. в слоях DLC, состоящих из изолирующей алмазоподобной sp^3 -матрицы с проводящими sp^2 -нановключениями. Соответственно, следует ожидать и проявления механизма нелинейной проводимости, описанного в [9].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [9] показано, что влияние электрического поля на перенос носителей заряда по уровню протекания в условиях ФП сводится к уменьшению энергии активации, которое можно интерпретировать как понижение порога протекания, не зависящее от длины свободного пробега носителей заряда. Зависимость силы тока от напряжения $I(U)$ в этом случае определяется формулой

$$J = J_0 \exp \frac{(CeEaV_0^v)^{\frac{1}{1+v}}}{k_B T}, \quad (1)$$

при условии, что выполняется неравенство

$$eEa \gg k_B T \left(\frac{k_B T}{V_0} \right)^v. \quad (2)$$

Здесь $J = I/S$ – плотность тока, $E = U/d$ – напряженность электрического поля, S – площадь МДМ-структуры, d – толщина изолирующего слоя DLC, V_0 – амплитуда ФП, a – его характерный пространственный масштаб, v – критический индекс теории протекания (в 3D случае $v \approx 0.9$), $C \sim 0.25$ – численный коэффициент, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Пренебрегая отличием индекса v от единицы, из (1) получим [9]:

$$J = J_0 \exp \left(\alpha \frac{E^{1/2}}{k_B T} \right), \quad (3)$$

где $\alpha = (CeaV_0)^{1/2}$, т.е. имеем закон, подобный закону Френкеля–Пула [11], в котором фигурирует величина α вместо коэффициента

$$\beta = 2(e^3/\kappa)^{1/2}, \quad (4)$$

κ – диэлектрическая проницаемость материала.

Другое важное отличие нелинейной перколяционной проводимости от закона Френкеля–Пула за-

ключается в ее пороговом характере, т.е. наличии напряжения U_t , выше которого зависимость $I(U)$ становится экспоненциальной (1), а ниже – линейной, омической:

$$I = S\sigma_0(U/d),$$

где σ_0 – проводимость в слабом поле, связанная с активацией носителей заряда на уровень протекания, а также их возможным туннелированием между ямами ФП [9].

Из (2) следует, что в качестве “порогового” напряжения следует принять величину

$$U_t \approx A \left(\frac{d}{a} \right) \frac{(k_B T)^2}{eV_0},$$

связанную с наклоном B линейной области зависимости $\ln I$ от $U^{1/2}$ соотношением

$$U_t^{1/2} \approx \frac{(AC)^{1/2}}{B}, \quad \text{где } B = \frac{[CeV_0(a/d)]^{1/2}}{k_B T}, \quad (5)$$

$A \sim 10$ – численный коэффициент. Пороговый характер ВАХ нетрудно выявить путем анализа зависимости $\ln(\sigma/\sigma_0)$ от $U^{1/2}$, график которой в условиях выполнения закона Френкеля–Пула пересекает начало координат, а в противном случае, когда нелинейность ВАХ определяется перколяционной проводимостью [12, 13], график пересекает ось абсцисс при $U^{1/2} \approx U_t^{1/2}$.

2. СТРУКТУРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В данной работе изучены полевые эффекты в проводимости МДМ-структур на основе тонких ($d = 20$ нм) высокоомных слоев DLC, в которых соотношение фаз с sp^2 - и sp^3 -гибридизацией можно контролировать условиями роста [14].

Слои DLC были синтезированы на стеклянной подложке, покрытой Pt (100 нм), путем высокочастотного диодного распыления С-мишени при повышенной (до 2 кэВ) энергии ионов Ag [14]. Верхние Pt-электроды диаметром 1 мм были нанесены на поверхность DLC методом магнетронного распыления.

Структурные исследования слоев DLC были выполнены методами рентгеновской дифрактометрии с использованием модернизированного двухкристального рентгеновского дифрактометра ДРОН-3, работающего по схеме Брегга–Брентано на длине волны излучения 0.15405 нм. Особенности структуры слоев DLC были также изучены методом спектроскопии комбинационного рассеяния с использованием спектрометра EnSpectrRamMicsM532 с длиной волны лазера 532 нм. Эти исследования показали, что слои сильно аморфизированы (размер областей коге-

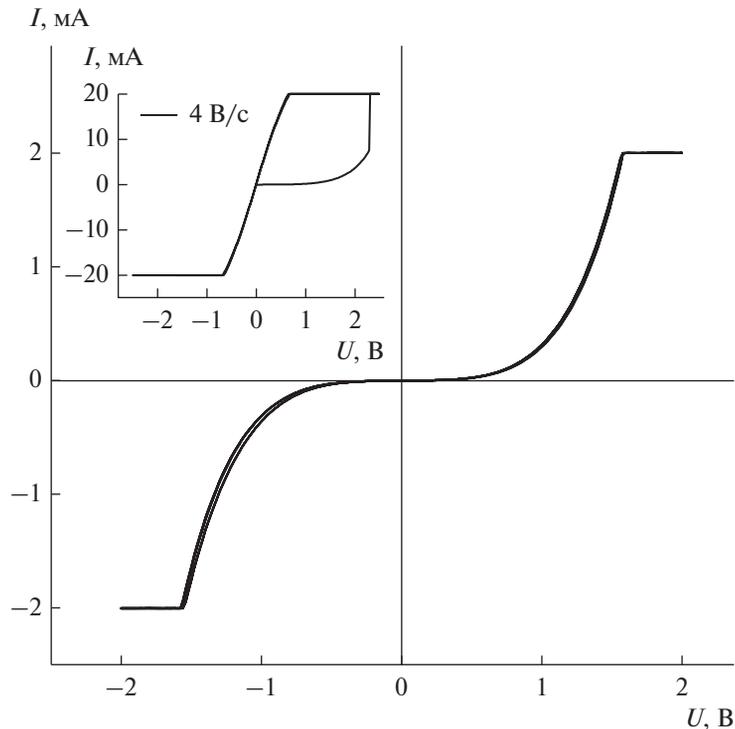


Рис. 1. Типичные вольт-амперные характеристики структуры Pt/DLC/Pt, полученные при скорости развертки по напряжению 2 и 4 В/с (графики совпадают) при ограничении по току на уровне $I_c = 2$ мА; на вставке – ВАХ структуры в режиме резистивного переключения в низкоомное состояние, полученная при ограничении по току $I_c = 20$ мА.

рентного рассеяния ~ 1 нм соизмерим с размером элементарных ячеек углеродных материалов) и содержат области с sp^2 и sp^3 типом гибридизации [14]. Увеличение энергии ионов Ag вызывало увеличение сопротивления структур (от единиц Ом до >10 МОм), что, как мы полагаем, связано с увеличением доли диэлектрической фазы с sp^3 -гибридизацией. Выбор материала Pt для электродов структур М/DLC/М обусловлен тем, что этот материал, будучи инертным, не создает подвижные ионы в DLC, т.е. изучаемые особенности ВАХ не должны быть связаны с электромиграцией ионов.

Исследования ВАХ структур и эффектов РП выполнены при комнатной температуре с использованием многофункционального источника-измерителя NI PXI-4140 и аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech), снабженной специализированной системой PSM-100 (Motic) с оптическим микроскопом, позволяющей осуществлять микрометрическое перемещение зондов (размер зонда 5 мкм, точность перемещения 3 мкм) (подробнее см. в [15]). ВАХ измеряли в режиме ограничения по току при заземленном нижнем электроде структур и развертке напряжения смещения U верхнего электрода по линейно-ступенчатому закону в последовательности $0 \rightarrow +U_0 \rightarrow 0 \rightarrow -U_0 \rightarrow 0$ с максимальным значением $U_0 = 3$ В, амплитудой ступеньки 0.02 В и ее различной

длительностью $dt = 5$ и 10 мс, что отвечает скоростям развертки 4 и 2 В/с. Исследования ВАХ выполнены при комнатной температуре.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены типичные зависимости силы тока I от напряжения U для Pt/DLC/Pt-структуры, полученные в режиме ограничения по току $I_c = 2$ мА и различной скорости развертки в диапазоне напряжений $|U| < 2$ В. ВАХ не зависят от направления и скорости развертки напряжения, что свидетельствует об их стационарном характере. Увеличение I_c до 20 мА и $|U| > 2$ В приводит к РП структуры в низкоомное состояние (см. вставку к рис. 1), которое может сохраняться длительное время (до суток). Ниже рассмотрим возможный механизм транспорта носителей заряда в высокоомном состоянии структуры. Для этого проанализируем зависимости $I(U)$, следуя изложенной выше процедуре.

На рис. 2 представлена зависимость нормированного кондактанса структуры $G = I/U$ от напряжения U в координатах $\ln(G/G_0)$ от $U^{1/2}$, которая является линейной и имеет ярко выраженный пороговый характер. Найденное с использованием данной зависимости пороговое напряжение составляет $U_t \approx 0.13$ В ($U_t^{1/2} \approx 0.36$ В $^{1/2}$). Вместе с тем,

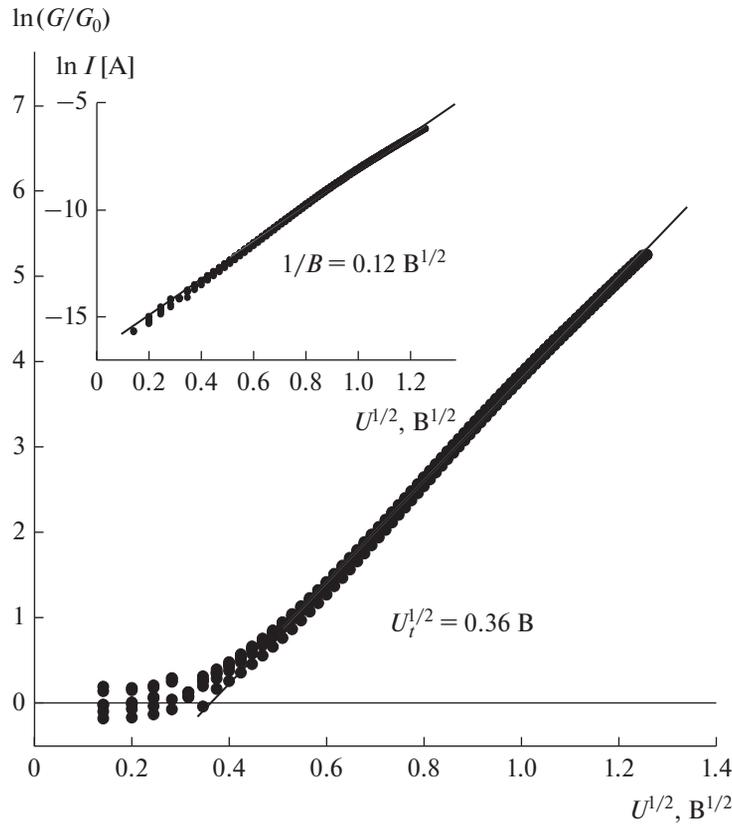


Рис. 2. Зависимость кондуктанса Pt/DLC/Pt-структуры G от напряжения U в координатах $\ln[G(U)/G_0]$ от $U^{1/2}$; на вставке — зависимость тока от напряжения в координатах: $\ln I$ от $U^{1/2}$; G_0 — кондуктанс структуры в пределе слабого поля.

обратная величина наклона, найденная по зависимости $\ln I$ от $U^{1/2}$, равна $1/B \approx 0.12 \text{ B}^{1/2}$ (см. вставку к рис. 2). Отсюда, полагая $C \approx 0.3$, с использованием (5) получим $A \sim 30$. Представляется, что этот коэффициент завышен, однако, как отмечено в [9], в условиях проявления туннельного транспорта между ямами ФП, напряжение перехода к нелинейности типа (1) может заметно изменяться.

Оценим теперь характерный размер “графитовых” sp^2 -нанокластеров. Разрыв зоны проводимости алмаза на границе с графитом должен определяться разностью между работой выхода графита $W \approx 4.7 \text{ эВ}$ и энергией сродства электрона в алмазе, величина которой достаточно мала ($\sim 0.1 \text{ эВ}$) и даже может быть отрицательной [16]. Поскольку ширина запрещенной зоны алмаза $E_g \approx 5.5 \text{ эВ}$ [16] незначительно превышает работу выхода графита, то наименьшие барьеры в этих условиях реализуются для транспорта дырок. При этом характерная глубина потенциальных ям (амплитуда ФП) для дырок в пренебрежении эффектами размерного квантования составляет $V_0 \sim (E_g - W) \approx 0.8 \text{ эВ}$. Используя (5) и экспериментально най-

денное значение $B \approx 8 \text{ B}^{-1/2}$, получим $a \approx 4 \text{ нм}$, что представляется разумной величиной [14].

Другой сценарий нелинейного поведения ВАХ в МДМ-структурах может реализовываться при проявлении токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [17]. С ростом напряжения область омического (линейного) поведения ВАХ в этом случае трансформируется в квадратичный закон Мотта–Герни: $I \propto U^2$. При наличии ловушек этот закон при дальнейшем увеличении U сменяется областью резкого роста тока, а в условиях их предельного заполнения снова квадратичным законом [18–20]. В нашем случае (рис. 3) наблюдается омическая область ВАХ и затем плавный переход к сильно нелинейному поведению с показателем степени n , заметно превышающим 2. Если отождествить переход к нелинейному поведению ВАХ при $U_2 \approx 0.2 \text{ В}$ с проявлением ТОПЗ, можно оценить концентрацию инжектированных в DLC носителей заряда, которая в условиях ТОПЗ должна сравниваться с концентрацией равновесных носителей $n_0 \sim n_i \approx kU/2\pi ed^2$ [17]. Полагая диэлектрическую проницаемость DLC $\kappa \approx 6$, получим $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Столь высокая

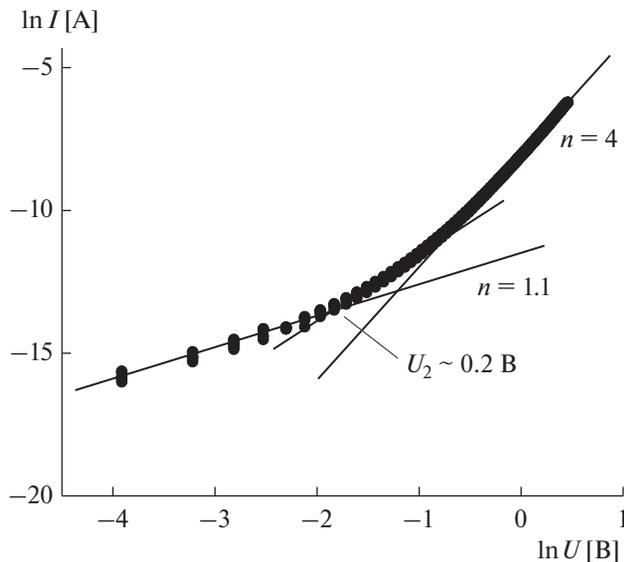


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика Pt/DLC/Pt-структуры в двойном логарифмическом масштабе.

концентрация равновесных носителей заряда при сопротивлении структур $\sim 10^5$ Ом означает, что нелинейный механизм проводимости слоя DLC в высокоомном состоянии (*англ.* high resistive state – HRS) скорее всего имеет иную природу, связанную, вероятнее всего, с эффектами перколяции в сильных электрических полях [9].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нелинейное поведение проводимости Pt/DLC/Pt-структур в режиме HRS обусловлено, на наш взгляд, полевыми эффектами в условиях перколяционного транспорта носителей заряда во флуктуационном потенциале, инициированным флуктуациями состава слоев DLC при наличии низкоомных sp^2 -нанокластеров в алмазоподобной sp^3 -матрице. Оцененный в рамках перколяционной модели характерный размер sp^2 -нанокластеров ~ 4 нм согласуется с результатами рентгенодифракционного анализа пленок DLC [14].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (синтез DLC-структур и характеристика их элект-

рофизических свойств), а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (изучение эффектов резистивного переключения и вольт-амперных характеристик структур, проекты № 18-29-19047, 18-07-00729, 18-07-00756, 19-07-00432, 19-07-00471).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shen Z., Zhao C., Qi Y., Mitrovic I.Z. et al. // *Micromachines*. 2020. V. 11. P. 341.
2. Pei Y., Zhou Z., Chen A.P. et al. // *Nanoscale*. 2020. V. 12. № 25. P. 13531.
3. Jantayod A., Doonyapisut D., Eknapakul T. et al. // *Sci. Reports*. 2020. V. 10. № 19009.
4. Веденеев А.С., Лузанов В.А., Рьльков В.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 2019. Т. 109. № 3–4. С. 170.
5. Liao X., Zhang X., Takai K., Enoki T. // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 107. № 1. P. 013709.
6. Takabayasi S., Yang M., Ogawa Sh. et al. // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 116. № 9. P. 093507.
7. Gismatulin A.A., Kruchinin V.N., Gritsenko V.A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. № 3. P. 033503.
8. Насыров К.А., Гриценко В.А. // *Успехи физ. наук*. 2013. Т. 183. № 10. С. 1099.
9. Шкловский Б.И. // *ФТП*. 1979. № 13. № 1. С. 93.
10. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. М.: Наука, 1979.
11. Frenkel J. // *Phys. Rev.* 1938. V. 54. № 8. P. 647.
12. Жданова Н.Г., Каган М.С., Ландсберг Е.Г. et al. // *Письма в ЖЭТФ*. 1995. Т. 62. № 2. С. 108.
13. Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., Рьльков В.В. // *ФТП*. 2005. V. 39. № 7. С. 844.
14. Лузанов В.А., Веденеев А.С. // *РЭ*. 2018. V. 63. № 9. С. 1007.
15. Леванов В.А., Емельянов А.В., Демин В.А. и др. // *РЭ*. 2018. Т. 63. № 5. С. 489.
16. Eimori N., Mori Y., Hatta A. et al. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1994. V. 33. P. 6312.
17. Lampert A., Mark P. *Current Injection in Solids*. N.Y.: Acad. Press, 1970.
18. Peng P., Xie D., Yang Y. et al. // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 111. № 8. P. 084501.
19. Sharma Y., Misra P., Katiyar R.S. // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 116. № 8. P. 084505.
20. Andreeva N., Ivanov A., Petrov A. // *AIP Advances*. 2018. V. 8. № 2. P. 025208.

**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 621.37

СПОСОБ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ ХОЛЛОВСКИХ МАГНИТОМЕТРОВ С ПОВЫШЕННЫМИ ЛИНЕЙНОСТЬЮ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2021 г. **Х. Р. Ростами^{а, *}, И. П. Никитин^а, В. А. Лузанов^а**

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

*E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.12.2020 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 26.05.2021 г.

Генерацией резкого скачка магнитного отклика в чувствительном элементе на основе эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, расположенной параллельно поверхности преобразователя Холла (ПХ), при термодинамическом первом критическом магнитном поле двойников H_{ic1} с помощью осциллирующего затухающего локального магнитного поля (ОЗЛМП) продемонстрирована возможность повышения чувствительности стандартного холловского магнитометра от $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ до $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т. Сохраняя точность и линейность 0.01%, динамический диапазон магнитометра расширен в область слабых полей, $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^2$ Т. Для повышения линейности и помехоустойчивости начало рабочей точки магнитометра смещено до H_{ic1} двойников. Воздействием на пленку ОЗЛМП также обеспечено повышение пространственного разрешения ПХ во всем рабочем диапазоне магнитометра независимо от достигнутых высоких показателей по чувствительности, точности и линейности.

DOI: 10.31857/S0033849421100132

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время магнитометрия для измерения магнитных полей широко используется в различных областях — от медицины до исследования внешней Солнечной системы. Лучшие технологии магнитометрии достигают энергетического разрешения, близкого к постоянной Планка [1]. Для этой цели широко применяются квантовые магнитометры: на основе СКВИДа [2–4] и магнитометры с оптической накачкой [5], интенсивно ведутся разработки в области квантового зондирования для повышения предельной чувствительности широкополосных ансамблевых NV (nitrogen-vacancy) — алмазных магнитометров [6]. В среднем диапазоне по уровню чувствительности для решения многих задач: например, в физическом эксперименте для измерения характеристик магнитного поля и магнитных свойств материалов, в измерительных системах для измерения градиентов магнитного поля, измерении уровня магнитного шума, геологоразведочных целях и в медицине — созданы разного рода магнитометры с предельно высокими для известных принципиальных решений чувствительностями. С этой целью широко применяются ЯМР- и ЭПР-магнитометры [7–10], индукционные магнитометры с насыщением, феррозондовые магнитометры [11, 12], холловские магнитометры

[13–17] и т.д. Перечисленные магнитометры отличаются друг от друга пространственным разрешением, чувствительностью по уровню регистрируемого сигнала, линейностью выходного сигнала и точностью, динамическим диапазоном по температуре и внешнему магнитному полю, способностью проведения исследований на объектах с разными пространственными масштабами, стоимостью и т.д. Наиболее низкий порог чувствительности, близкой к уровню магнитного вакуума, имеют СКВИД-магнитометры $\approx 10^{-12} \dots 10^{-15}$ Т [2–4], однако они являются сложными и дорогостоящими. Наиболее высокая чувствительность у высокочастотного СКВИДа, которая ухудшается при длительном измерении в связи с возрастанием уровня собственных шумов СКВИДа. Кроме того, в связи с тем, что критические параметры СКВИДа — величина критического тока через джозефсоновский контакт, глубина проникновения магнитного поля внутрь контура квантования СКВИДа — сильно зависят от температуры, магнитного поля и давления, необходимо решить ряд серьезных проблем для обеспечения работы СКВИДа в реальных лабораторных условиях [2–4]. Квантовые магнитометры с щелочной парой с оптической накачкой также позволяют достичь рекордно высокой чувствительности $\approx 10^{-10} \dots 10^{-12}$ Т [5]. При таких чувствительностях очень трудно одновременно

обеспечивать повышенную линейность, точность, быстродействие и пространственное разрешение магнитометра. ЯМР- и ЭПР-магнитометры широко применяются для исследования структуры и свойств различных веществ с высоким пространственным разрешением и точностью. Они имеют чувствительность $\approx 10^{-8} \dots 10^{-9}$ Т, однако предъявляют высокие требования к однородности и стабильности магнитного поля [7–10]. Так как датчик составляет часть резонансного контура, это существенно снижает диапазон измерения полей, перекрываемый одним датчиком [8]. Возникают значительные проблемы при ускорении обработки сигналов и их оптимизации. Названные квантовые магнитометры измеряют приращение магнитного поля и не являются абсолютными приборами измерения постоянных и слабо меняющихся магнитных полей, имеют низкие линейность и пространственное разрешение, что создает серьезные проблемы при интерпретации полученных результатов.

Чувствительность феррозондовых магнитометров, наиболее широко применяемых в качестве измерителя абсолютного значения магнитного поля, при низких температурах достигает $\approx 10^{-10}$ Т [11, 12]. При доступной цене и простоте в обращении эти магнитометры имеют низкую линейность и пространственное разрешение, так как в индуктивных преобразователях высокочастотная накачка и съем сигнала осуществляются с помощью катушек, намотанных непосредственно на сердечник из магнитомягкого материала. При этом для установления точного значения модуля индукции необходимо сначала измерить все три компонента B_x , B_y , B_z и только потом определить величину поля $B = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ произвольного направления. Магнитометры на основе преобразователя Холла (ПХ), работающие на обычном эффекте Холла [13–17], также обеспечивают непосредственное измерение индукции магнитного поля. Кроме того, они обладают широким динамическим диапазоном и функциональными возможностями, позволяют визуализировать магнитное микросостояние протяженных объектов, имеют высокую точность и линейность выходного напряжения, просты в изготовлении и имеют низкую стоимость. Однако, несмотря на эти положительные стороны, для отчетливого выделения спектра сигнала отклика на слабое магнитное поле наночастиц у холловских магнитометров недостаточно чувствительности, пространственного разрешения и точности. Хотя высокие показатели ПХ позволяют его калибровать с хорошей точностью (10^{-4}) в однородном поле, характеристики магнитометра сильно ухудшаются в неоднородном поле. Это предъявляет высокие требования к однородности поля. Кроме того, линейность и помехоустойчивость магнитометров на основе ПХ ухудшаются при работе в области слабых полей [9, 10], что вызывает определенные трудности

при интерпретации результатов. Для частичной компенсации нелинейности и повышения помехоустойчивости магнитометров на основе ПХ требуются сложные корректирующие схемы.

Таким образом, из-за вышеперечисленных ограничений часто возникает необходимость разработки альтернативных магнитометров, работающих на другом физическом принципе, который не имеет отмеченных недостатков и позволяет улучшить в среднем все характеристики магнитометров. По этой причине большой практический и коммерческий интерес представляют способы повышения чувствительности стандартных холловских магнитометров при одновременном обеспечении высокой точности, линейности и пространственного разрешения.

Цель данной статьи представить принципы работы двухступенчатого магнитометра, имеющего в среднем повышенные характеристики по многим параметрам и предназначенного для более общего использования.

1. СПОСОБ ДВУХЭТАПНОГО ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТОМЕТРА

Принцип двухэтапного увеличения чувствительности магнитометра ранее нами была продемонстрирован в [18, 19]. Регистрация сигнала от микросолеоида с обычным массивным цилиндрическим сердечником из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) с помощью резонансного измерителя индуктивности на первом этапе обеспечивала чувствительность магнитометра $\approx 10^{-7}$ Т. На втором этапе в качестве чувствительного элемента микросолеоида был использован сердечник из массивного цилиндрического YBCO, имеющий резкий скачок магнитного отклика при джозефсоновском первом критическом магнитном поле $-H_{c1j}$. Создавая максимально близкое к H_{c1j} опорно-измерительное поле, удалось поднять чувствительность магнитометра до $\approx 10^{-9}$ Т. Однако использование поля самого микросолеоида в качестве опорно-измерительного ограничивало функциональные возможности способа, сужало динамический диапазон и уменьшало точность и линейность магнитометра.

Как с физической, так и с технической точки зрения гораздо выгоднее в качестве чувствительного элемента вместо массивного YBCO-сердечника использовать эпитаксиальную YBCO-пленку, имеющую более резкие скачки магнитного отклика при термодинамических первых критических магнитных полях суб- и нанокристаллитов H_{ic1} , а вместо действующего на исследуемый объект однородного магнитного поля использовать осциллирующее затухающее локальное магнитное поле (ОЗЛМП). Установлено [20, 21], что эпитаксиальные пленки на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) из-за наличия в них

множественных регулярно расположенных границ двойникования имеют поликристаллическую структуру и состоят из двойников (монокристаллитов, кристаллитов, суб- и нанокристаллитов) со своими наборами критических параметров.

В данной работе предлагается к пленке, находящейся в сверхпроводящем состоянии, приложить импульс осциллирующего затухающего во времени магнитного поля:

$$H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \Omega t, \quad (1)$$

где $\beta = r/(2L)$ – коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2}$ – собственная частота колебательного контура, $\omega^2 = 1/(L_2 C)$. Если амплитуда достигнет значения полей H_{ic1} двойников, то магнитный поток через границы двойникования проникнет в пленку скачкообразно и с ростом поля пленка “распадется” на группы двойников с близкими размагничивающими факторами [20, 21].

Предложенный способ создания высокочувствительных широкодиапазонных магнитометров повышенной точности и линейности основан именно на использовании эффекта скачка на магнитополовой зависимости плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) – $B_r(H_0)$ в ВТСП-пленке при воздействии ОЗЛМП. Реализующие предложенный способ магнитометры должны с высоким пространственным разрешением регистрировать как локальные, так и интегральные характеристики объектов, демонстрируя в широком динамическом диапазоне высокую чувствительность, точность и линейность.

Способ реализации двухступенчатого магнитометра заключается в следующем. Сначала энергия электрического поля источника биполярного тока преобразуется с помощью соленоида в магнитную энергию, а затем с помощью эпитаксиальной ВТСП-пленки с резким скачком магнитного отклика, электронной следящей системы и ОЗЛМП создается усиливающая среда для слабых магнитных полей. Попадая в эту среду, слабые магнитные поля суммируются с сильным пороговым опорным полем смещения. Далее усиленный сигнал, становясь заметным, легко обнаруживается и преобразуется в электрическую энергию с помощью преобразователя магнитного поля. Величина опорного поля смещения H_m выбирается из условий:

$$|H_{ic1} - H_m|/H_{ic1} \ll 1. \quad (2)$$

Одним из важных принципиальных решений в предложенном способе является использование ВТСП-пленки как составного элемента следящей системы. Как было показано в [22], УВСО–ВТСП являются управляемыми реверсивными запоминающими средами, что позволяет с помощью электронной следящей системы в районе H_{ic1} -двойников периодически многократно записывать и аннулировать в пленке ЗМП, исходящий от поля ОЗЛМП, пока сумма порогового поля H_m и модуля пиково-

го значения измеряемого магнитного поля $|H_p|$ не достигнет:

$$H_m + |H_p| = H_{ic1}. \quad (3)$$

Как видно из формул (2) и (3), при фиксированном H_{ic1} и изменения внешнего магнитного поля в диапазоне

$$H_m \leq H_0 \leq H_m + \Delta H_0 \quad (4)$$

($\Delta H_0 \ll H_m$) можно с высокой чувствительностью регистрировать слабые магнитные поля. При этом, выбирая H_{ic1} большим и меняя H_m по формуле (3) в широком диапазоне, можно создать широкодиапазонный магнитометр. Кроме того, поскольку согласно формулам (3) и (4) имеем $\Delta H_0/H_m \ll H_{ic1}$, то избирательное сужение области измерения существенно увеличивает линейность, точность и помехоустойчивость магнитометра.

1.1. Магнитометр

на основе преобразователя Холла

При выборе преобразователя магнитного поля необходимо иметь в виду, что по сравнению с другими магнитометрами холловские магнитометры имеют повышенную линейность, точность, помехоустойчивость и являются измерителями абсолютного значения магнитного поля в широком магнитном и температурном диапазонах. Следовательно, при разработке магнитометра, где в качестве преобразователя магнитного поля будет выбран работающий на обычном эффекте Холла ПХ, необходимо лишь повышать чувствительность, линейность и пространственное разрешение магнитометра по сравнению с классическими холловскими магнитометрами, сохраняя другие высокие показатели последнего.

Так как необходимо регистрировать слабые магнитные поля, то в этом случае очень важно рассмотреть вопросы минимизации ошибок магнитометра с ПХ и обеспечения высокой линейности и низкого дрейфа нуля магнитометра. Следует отметить, что возникающие схемные погрешности магнитометра связаны в основном с погрешностями как элементов внешних цепей, так и операционных усилителей (ОУ) и усилителей со связанными с входными (стабильности выходного тока источника питания ПХ) и выходными цепями (точности работы схемы компенсации остаточного напряжения ПХ и прецизионности фазовращателя) холловского магнитометра. Погрешности связаны также со сдвигом входного напряжения ОУ и с конечной скоростью нарастания выходного сигнала ОУ, входящего в состав компенсирующей схемы и масштабных дифференциальных усилителей магнитометра [23].

Для уменьшения погрешностей большой практический интерес представляет использование альтернативных принципиальных технических решений минимизации искажения формы слабых сигналов, возникающего за счет шумов ПХ, источников питания ПХ, схемы компенсации остаточ-

ного сигнала ПХ, входного и выходного усилителей магнитометра. Для решения перечисленных проблем гораздо правильнее сначала сместить рабочую точку ПХ магнитометра в область сильных магнитных полей (где и ПХ, и магнитометр имеют лучшие показатели по линейности и точности) и только после этого накладывать на нее слабое регистрируемое магнитное поле. Поисковая система, построенная в предложенном магнитометре, позволяет автоматически находить его нулевую точку, что дает возможность уменьшить влияние дрейфа и неустойчивость усилителя и точно измерить малое изменение большого сигнала. Это позволяет сначала зафиксировать некоторое значение входного сигнала и усиливать его последующее отклонение от этого уровня со строго заданным коэффициентом усиления. Таким образом, сначала фиксируется, а затем усиливается малое отклонение величины измеряемого поля. Прецизионная схема регистрации сигнала ПХ, устойчиво работающая относительно времени и температуры, описана в [14]. Здесь приведены лишь блок-схемы базового магнитометра и управления. Для воздействия на пленку ступеньками ОЗЛМП – $H(t)$, пленку с ПХ помещали внутрь большого соленоида в направлении, перпендикулярном силовым линиям ОЗЛМП. Соленоид подключался к высокостабильному биполярному источнику постоянного тока управляемым двоичным кодом. Созданное в соленоиде таким способом ОЗЛМП, амплитуда которого вычисляется по выражению

$$H_o \exp(-\beta t) = H_o(t = 0) = H_m, \quad (5)$$

выбиралось из условий (2), что позволило дополнительно более чем на два порядка повысить чувствительность и точность известных базовых холловских магнитометров. Кроме того, ОЗЛМП, прикладываемое к исследуемому объекту, позволило существенно повысить пространственное разрешение магнитометра, так как из-за компенсации ЗМП от симметричных друг к другу положительных и отрицательных полупериодов экспоненциально затухающего косинусоидального поля $H(t)$, ЗМП в пленке происходит только от H_o в диапазоне (4) [20, 21]. Как показано в [20, 21], если исключить влияние на объект спада импульса магнитного поля и использовать в качестве задающего поля только фронт переменного затухающего магнитного поля (ОЗЛМП) – $H(t)$ (см. ниже), то можно существенно повысить пространственное разрешение магнитометра, так как в данном случае разрешение определяется не размером рабочей поверхности ПХ, а линейными размерами двойников, которые задаются условием (3).

Смещение рабочей точки холловского магнитометра с помощью опорного поля смещения H_m аналогично напряжению смещения у прецизионных усилителей позволяет не только повысить точность и линейность, но и расширить динамический диапазон магнитометра путем регулиро-

вания H_m в диапазоне $0 \dots 10^{-1}$ Т. При этом, оставаясь все время в узком диапазоне измерения ΔH_o , удастся и существенно сдвигать динамический диапазон в области слабых полей от значений $2.5 \times 10^{-7} \dots 1.2 \times 10^{-1}$ Т для базового холловского магнитометра до $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т для предложенного магнитометра при стабильности величин заданного поля не хуже 10^{-9} Т.

Обычно точность и динамический диапазон имеют обратную зависимость. Чем шире динамический диапазон, тем меньше точность. В предложенном способе точность выше 0.01% и не зависит от динамического диапазона, так как опорное поле смещения H_m регулируется в интервале

$$H_{icl} \leq H_m \leq H_{icl} + \Delta H_o, \quad (6)$$

а уровень регистрируемого сигнала $|H_p|$ меняется в диапазоне $\Delta H_o \ll H_{icl}$. Более широкий динамический диапазон в области слабых полей и одновременное обеспечения высокой чувствительности и точности магнитометра необходимы в случае измерения магнитных полей биологических объектов, где для повторяемости полученных результатов необходимо и то и другое.

В случае регистрации магнитных полей в широком динамическом диапазоне с более высоким уровнем индукции магнитометр работает в обычном режиме в диапазоне $2.5 \times 10^{-7} \dots 1.2 \times 10^{-1}$ Т.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ МАГНИТОМЕТРА

На рис. 1 приведена блок-схема двухступенчатого магнитометра, реализующего предложенный способ. Способ реализуется следующим образом: при одновременном поступлении в токовые ключи импульсов прямой полярности происходит соединение регулируемого биполярного разрядного источника тока с соленоидом L , создающим внешнее магнитное поле. Таким образом, происходит накопление магнитной энергии в соленоиде. При смене полярностей импульсов, поступающих в токовые ключи \mathcal{Q} , происходит переключение биполярного источника тока I_0 на резистор R и включение в цепь соленоида L емкости C . Это приводит к зарядке конденсатора C и к преобразованию магнитной энергии в электрическую. Таким образом, в LC -контуре магнитная энергия соленоида выравнивается с электрической энергией емкости:

$$\frac{LI^2}{2} = \frac{U^2C}{2}, \quad (7)$$

где I – ток через соленоид, U – напряжение на конденсаторе. В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электрическую и наоборот в LC -контуре возникает однополярное переменное, затухающее во времени, магнитное поле положительной полярности, описываемое уравнением (1). Так как амплитуда колебания

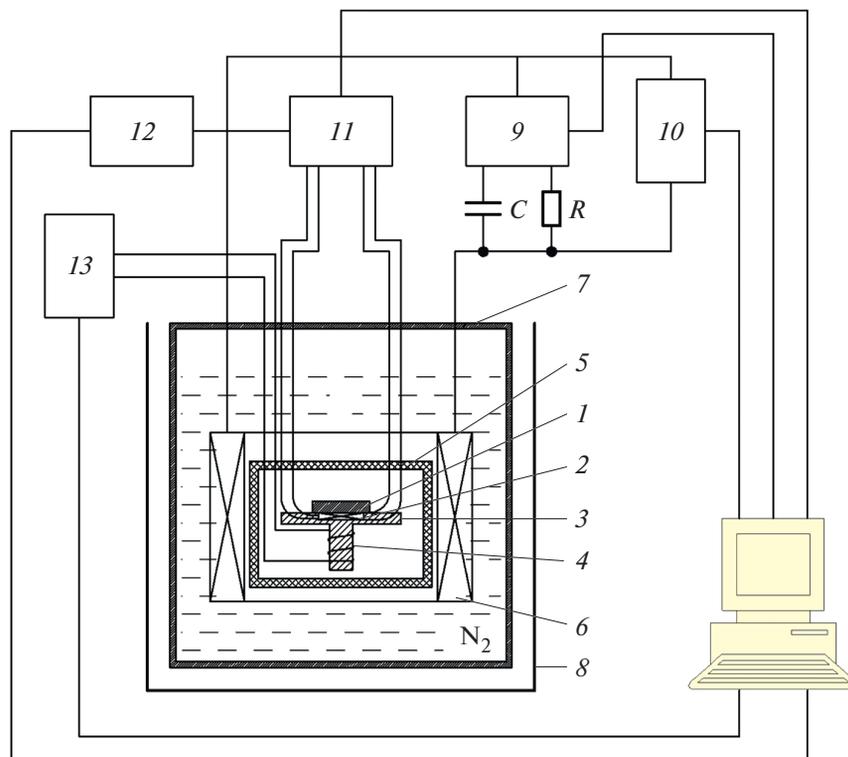


Рис. 1. Блок-схема двухступенчатого магнитометра: 1 – ВТСП-пленка, 2 – преобразователь Холла, 3 – медный хладопровод, 4 – нагреватель, 5 – эбонитовая ампула, 6 – соленоид, 7 – криогенный блок, 8 – магнитный экран, 9 – токовые ключи, 10 – управляемый биполярный источник тока соленоида, 11 – холловский магнитометр, 12 – следящая система, 13 – источник тока нагревателя.

$H_o \exp(-\beta t)$ поля $H(t)$ экспоненциально затухает от значения H_o до нуля, то захват потока от переменного поля не происходит и фиксируется только от поля H_o . При получении импульса о смене полярности выходного напряжения биполярного источника через соленоид L протекает ток обратного направления. В этом случае процесс накопления магнитной энергии в L , заряда и разряда емкости C происходит аналогично описанному выше способу. В результате в соленоиде создается осциллирующее затухающее во времени переменное высокостабильное однородное магнитное поле отрицательной полярности:

$$H(t) = -H_o \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (8)$$

Таким образом, путем переключений выходных напряжений источника в соленоиде создается осциллирующее затухающее во времени высокостабильное биполярное однородное магнитное поле:

$$H(t) = \sum_{i,j=0}^N (H_i - H_j) \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (9)$$

Здесь $H_{i,j}$ – заданные напряженности магнитных полей, t – время, $i, j = 0, 1, 2, \dots, N$, где N – число ступеней заданного внешнего поля.

На рис. 2 приведены временные зависимости ОЗЛМП для положительной и отрицательной полярности тока.

На рис. 3 приведена блок-схема базового холловского магнитометра первой ступени. Магнитометр работает следующим образом: синусоидальный сигнал от задающего генератора 1 поступает на регулируемый источник тока 2, питающий ПХ. Сигналы холловских контактов от ПХ 3 через вторичные напряжения 4, 5 поступают на входы масштабного дифференциального усилителя 6, коэффициент усиления которого, в зависимости от уровня измеряемого сигнала, устанавливается вручную (на схеме не показано) или при помощи компьютера. Далее, сигнал с выхода масштабного дифференциального усилителя 6 подается на один из входов дифференциального усилителя 10, на второй вход которого подается сигнал с компенсирующего сопротивления R_x , проходящий через фазовращатель 7. Выход дифференциального усилителя 10 подключен на вход синхронного детектора 9, на опорный вход которого подается сигнал от задающего генератора. Далее, остаточный выходной сигнал синхронного детектора вычитается вычитателем, а полезный сигнал усиливается и поступает в компьютер.

На рис. 4 приведена зависимость $B_H(H_o)$ для эпитаксиальной YBCO-пленки, измеренная с помощью предложенного базового магнитометра.

На рис. 5 приведена диаграмма работы предложенного двухступенчатого холловского маг-

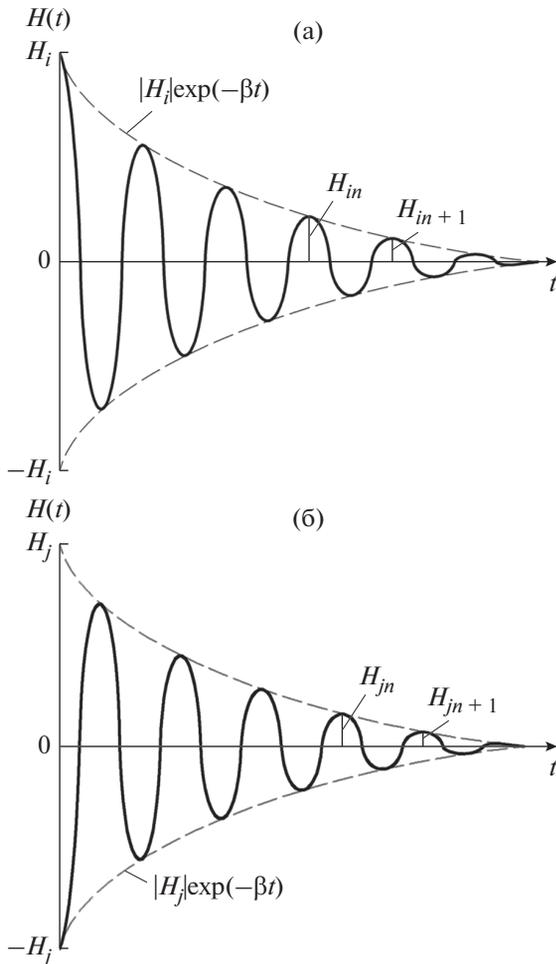


Рис. 2. Временные зависимости ОЗЛМП для положительной (а) и отрицательной (б) полярности тока.

нитометра. Алгоритм работы заключался в следующем: сначала пленку переводили в сверхпроводящее состояние в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька опорного магнитного поля $H_o = H_m$. После снятия поля с помощью ПХ измеряли B_{tr1} пленки, и устанавливали сигнал P_1 на выходе следящей системы. Этим способом измеряли коэффициент усиления магнитометра K_1 до возникновения скачка магнитного отклика YBCO-пленки на магнитное поле. Далее на измеряемое поле накладывалось поле $H_o \leq H_{ic1}$ и одновременно обеспечивался доступ измеряемого магнитного поля H_p к пленке. В случае

$$H_o + |H_p| > H_{ic1} \quad (10)$$

следящая система переключала полярность источника питания соленоида и возвращала работу установки в исходное состояние. Затем подавалась ступенька H_o меньшего уровня

$$H_o + |H_p| \leq H_{ic1}, \quad (11)$$

и процедура поиска продолжалась до тех пор, пока не было реализовано условие (3) и на выходе

следящей системы не появлялся скачок из состояния P_1 к состоянию P_2 . По измеренному обновленному значению параметра B_{tr2} определяли коэффициент усиления магнитометра K с резким скачком магнитного отклика пленки на ОЗЛМП.

Таким образом, результирующий коэффициент усиления разработанного двухступенчатого холловского магнитометра определяли по формуле

$$K = K_1 (H_m / \Delta H_o). \quad (12)$$

Так как магнитный отклик пленки пропорционален пиковому значению измеряемого поля H_p , то величина H_p определялась разностью между измеренными значениями:

$$H_p = \Delta B_{tr} / K = (B_{tr2} - B_{tr1}) / K_1 (H_m / \Delta H_o). \quad (13)$$

Как видно из формулы (12), коэффициент усиления разработанного магнитометра определяется коэффициентом усиления базового холловского магнитометра без скачка магнитного отклика пленки K_1 , умноженным на коэффициент усиления со скачком магнитного отклика. Каждый раз перед измерением необходимо с помощью нагревателя нагревать пленку до температуры выше температуры перехода пленки в сверхпроводящее состояние, а затем, после охлаждения пленки в нулевом магнитном поле, до температуры 77.4 К, и повторить измерение для других значений полей. Таким образом, разработанный подход позволит при использовании датчиков магнитного поля с более высокой чувствительностью достичь существенного усиления сигнала по сравнению с базовым магнитометром.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНКИ И МАГНИТОМЕТРА

Эпитаксиальные YBCO-пленки толщиной до 0.5 мкм с ориентацией оси \vec{c} перпендикулярно плоскости подложки были получены способом, описанным авторами ранее [30]. Использован метод магнетронного реактивного распыления на постоянном токе стехиометрической YBCO-мишени в кислородосодержащей атмосфере при давлении 350 Па. Пленки осаждались на подложки NdGaO₃ (110) цилиндрической формы диаметром 8 мм. Температура подложки составляла 800°C. Рентгеноструктурный анализ полученных пленок показал наличие единственной ориентации (0001). Полуширина кривой качания составила 0.2°. По уширению дифракционной линии (0005) по формуле Шеррера был определен средний размер областей когерентного рассеяния, который составил около 20 нм.

Исследования с помощью растрового электронного микроскопа высокого разрешения и токовых измерений показали, что пленки обладают малым числом границ двойникования (ГД) и имеют анизотропию в плоскости ab , сравнимую с анизотропией монокристалла. Критический ток, измеряемый

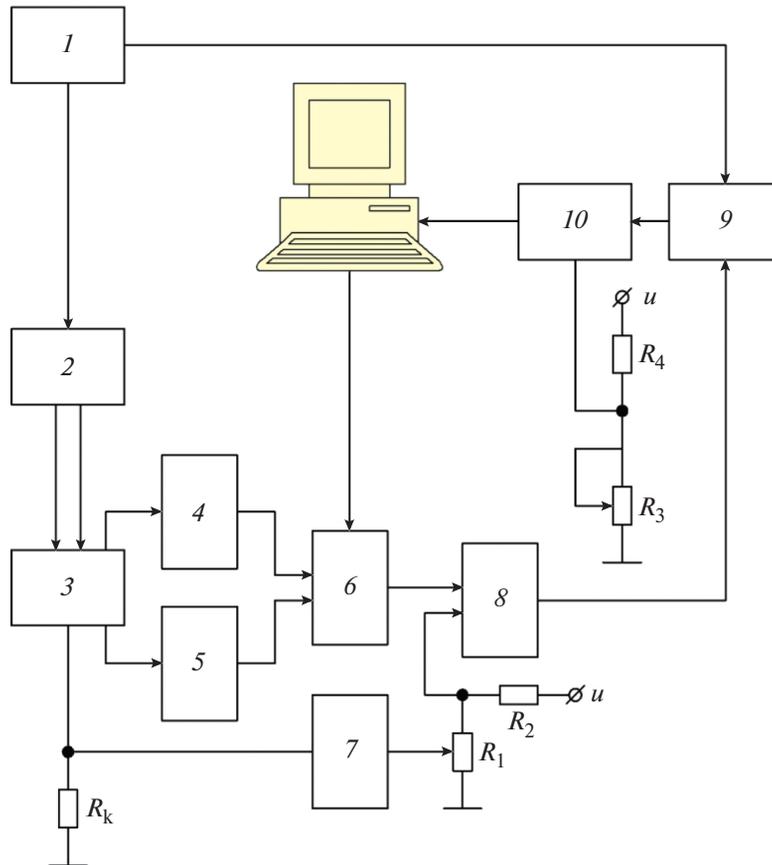


Рис. 3. Блок-схема базового холловского магнетометра первой ступени: 1 – генератор синусоидального напряжения, 2 – регулируемый источник тока, 3 – ПХ, 4, 5 – повторители напряжения, 6 – масштабный дифференциальный усилитель, 7 – фазовращатель, 8 – дифференциальный усилитель, 9 – синхронный детектор, 10 – дифференциальный усилитель.

по четырехзондовой схеме на мостиках, изготовленных методом фотолитографии и жидкого травления, при 77.4 К составил $\sim 5 \times 10^6$ А/см² в поле Земли. В пленке мелкие ГД замаскированы со стороны протяженных ГД, и они хорошо проявляются только при приложении к пленке магнитного поля [20, 21].

Измерение температурной зависимости индуктивности микросолеоида $\ell(T)$ с помощью резонансного измерителя индуктивности в частотном диапазоне 355...555 кГц показало, что пленки, расположенные перпендикулярно к оси микрокатушки с индуктивностью $\ell \approx 65$ мкГн, имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 92$ К и ширину сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 0.6$ К. Индуктивность большого соленоида, создающего ОЗЛМП, составила $L \approx 0.5$ Гн с активным сопротивлением $r \approx 20$ Ом при температуре 77.4 К. Емкость параллельно подключенного к индуктивности конденсатора составляла $C \approx 2.3$ мкФ. Коэффициент затухания колебаний $\beta \approx 20$ с⁻¹, собственная частота колебательного контура $f \approx 150$ Гц.

В магнетометре в качестве измерительного элемента был использован ПХ типа ПХЭ 603 118 Б на основе тонкопленочного InSb (ООО “ВЕГА –

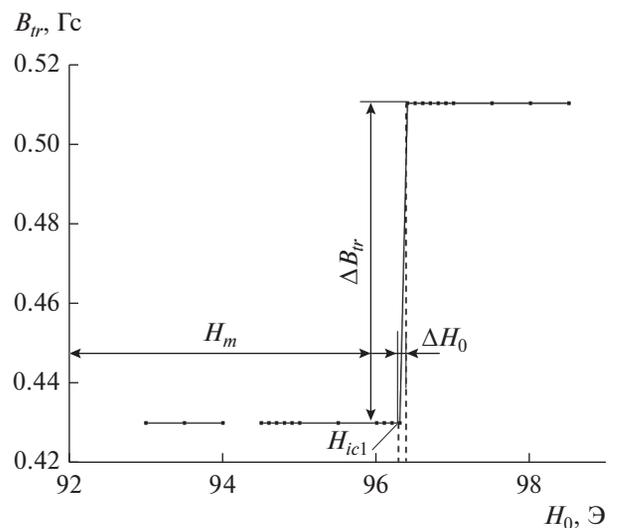


Рис. 4. Магнитополевая зависимость $V_{tr}(H_0)$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ эпитаксиальной пленки.

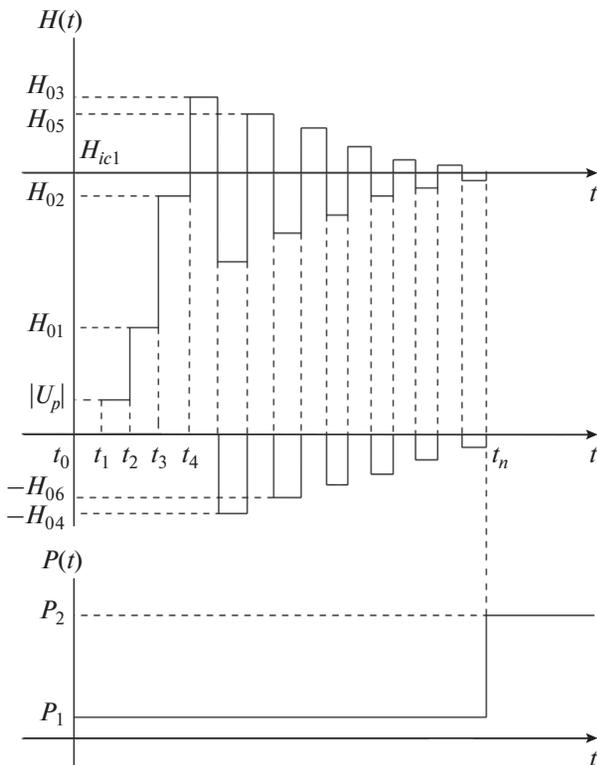


Рис. 5. Диаграмма работы двухступенчатого холлового магнитометра.

ФЛЕКС”, Санкт-Петербург) со следующими характеристиками:

Размер рабочей поверхности	$100 \times 50 \text{ мкм}^2$
Коэффициент преобразования	$\approx 85 \text{ мкВ/мТл}$ при токе 100 мА
Остаточное напряжение	40 мкВ
Входное сопротивление	3.4 Ом
Выходное сопротивление	4.1 Ом
Рабочая температура	1.5...373 К
Температурный коэффициент магнитной чувствительности	менее 0.01%/К
Температурный коэффициент остаточного напряжения	$< 0.54 \text{ мкВ/К}$
Коэффициент нелинейности при $B = 2 \text{ Тл}$	меньше 0.04%
Коэффициент расходимости	$< 0.05\%$
Верхний предел индукции	10 Тл

В принципе, разработанный нами магнитометр рассчитан на использование ПХ с широким спектром параметров.

Достигнутая в предложенной работе точность измерения индукции 0.01% в основном ограничивается точностями элементов, включенных в цепь схемы магнитометра: допускami резисторов, утечками конденсаторов, тепловыми дрейфами и шумами ОУ и ПХ, точностью коэффициента усиления ОУ. В работе [14] входное сопротивление

разработанного источника питания ПХ $R_{\text{вх}} > 10^6 \text{ Ом}$, выходное $R_{\text{вых}} > 10^7 \text{ Ом}$. На частоте 19 Гц при $I_{\text{ПХ}} = 100 \text{ мА}$ и изменении нагрузки в пределах 0...68 Ом нестабильность тока была меньше 0.01%. Коэффициент нелинейных гармоник в полосе 0...100 Гц менее 0.01%. Нестабильность тока за 8 ч работы источника на частоте 19 Гц с током нагрузки 100 мА при комнатной температуре (20°C) была меньше 0.01%.

Для оценки чувствительности магнитометра сначала на сравнительно большом токе с помощью откалиброванного ПХ устанавливали постоянную (ток—поле) катушки, а затем при известном токе определяли величину поля и вычисляли магнитную чувствительность магнитометра.

Для предварительной оценки пространственного разрешения магнитометра и поиска области скачка магнитного отклика YBCO-пленки на ОЗЛМП с помощью предложенного способа, сравнительный анализ зависимости $B_r(H_o)$ проводили в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation). ZFC — это режим охлаждения пленки в нулевом магнитном поле с последующим включением внешнего поля. В данном случае обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии. ZFCMFA — это режим охлаждения в нулевом магнитном поле с последующим накоплением магнитного потока при ступенчатом росте внешнего поля (подробнее см. ниже). В данном режиме производится поэтапное разрушение слабых связей полями рассеяния захваченных в пленке вихрей и, по возможности, обеспечения взаимодействия внешнего поля с отдельными двойниками [20, 21]. Таким образом, режим ZFCMFA в отличие от режима ZFC позволяет также изучить кроме макроскопических свойств ВТСП физические процессы внутри пленки. На рис. 6 приведена временная диаграмма, реализующая режим ZFCMFA.

Для упрощения процедуры анализа полученных результатов величину ступеней монотонно шаг за шагом увеличивали на величину $\Delta H_o = 10 \text{ Гс}$. После достижения максимально возможного или желаемого значения $H_o \sim 1200 \text{ Гс}$ магнитное поле с такими же шагами снижали. Для плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высоту ступенек поля H_o постепенно уменьшали, от $\Delta H_o = 50 \text{ Гс}$ до минимальной $\Delta H_o = 1 \text{ Гс}$, при этом после каждого цикла измерений пленку нагревали до температуры выше T_c и затем опять охлаждали до температуры $T = 77.4 \text{ К}$. Для более точного установления значений H_{ic1} проводили количественный анализ полученных результатов. Результаты показали, что величина H_{ic1} при повышении поля растет почти линейно. Это означает, что с уменьшением размеров двойников их расположение становится более однородным, а критические точки приближаются друг к другу. Следовательно,

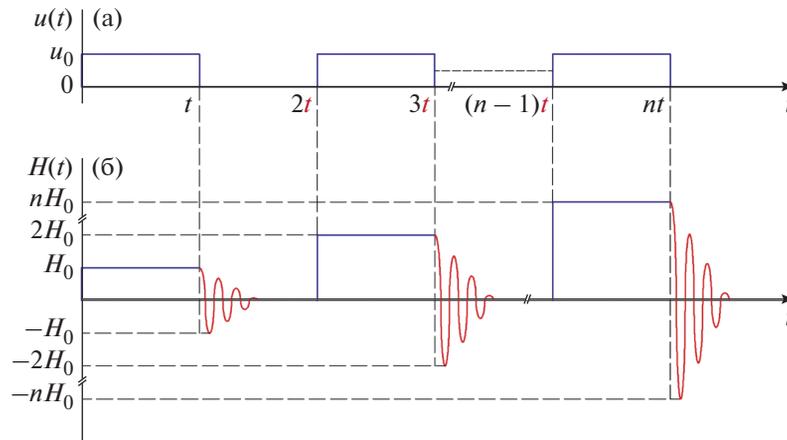


Рис. 6. Временная диаграмма для режима ZFCMFA.

при выборе двойников с соответствующими размагничивающими факторами необходимо выделить те, для которых при H_{ic1} происходит более резкий скачок плотности ЗМП. Таким образом, благодаря этим исследованиям было установлено, что при азотной температуре -77.4 К пленка толщиной $d \approx 0.5$ мкм для выбранных двойников с линейными размерами двойников $a_g = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2}$ [21] имела следующие параметры: $H_{ic1} \approx 96.252 \times 10^{-4}$ Т, $\Delta B_{rr} \approx 0.082 \times 10^{-4}$ Т, $\Delta H_o \approx 0.011 \times 10^{-4}$ Т. Здесь $\Phi_0 \approx 2.07 \times 10^{-11}$ Т см² – квант магнитного потока. Амплитуда опорного поля выбиралась соответственно $H_m = 96.251 \times 10^{-4}$ Т. Такие характеристики обеспечивали чувствительность к ОЗЛМП – $K \approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т. При этом чувствительность K_1 разработанного базового магнитометра составляла $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ Т [14]. Динамический диапазон магнитометра в чувствительном режиме составляет $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т, а в более грубом диапазоне $10^{-7} \dots \pm 1.2 \times 10^{-1}$ Т. Стабильность величины заданного магнитного поля лучше, чем 10^{-9} Т. Минимальная величина ступенек при ступенчатом задании величины магнитного поля равна 10^{-7} Т.

Пространственное разрешение магнитометра зависит не только от величин ступеней ОЗЛМП, но и от спектра распределения двойников по размерам, чувствительности магнитометра [20, 21] и размера рабочей поверхности ПХ. Известны ПХ, у которых размер активной зоны 1×1 мкм [16]. Проводя регистрацию слабых полей с помощью трехмерного сканирующего холловского микроскопа, позволяющего в однородном поле картографировать распределение слабых полей объектов с разрешением 1 мкм при приложении ОЗЛМП, можно добиться более высокого разрешения чем 1 мкм, ≈ 0.081 мкм [20, 21]. При установке пьезопреобразователя на головку механизма перемещения микроскопа [25] можно обнаружить двойники меньшего размера и измерить H_{ic1} нанокристаллитов, при котором достигается более высокое про-

странственное разрешение [26]. Такое разрешение можно достичь, например, также с помощью преобразователей на основе гетеропереходов с двумерным электронным газом [27], имеющих размеры рабочей поверхности $\approx 0.3 \times 0.3$ мкм. В таких случаях размер их рабочей поверхности может сравниться с размерами суб- и нанокристаллитов, 10...300 нм [28]. Кроме того, как показано в [20, 21], каждый нанокристаллит может захватывать по одному кванту магнитного потока, и скачки на магнитополевой зависимости плотности ЗМП при поле H_{ic1} станут более резкими (см. рис. 4). Чувствительность магнитометра в этом случае повысится более чем на порядок и может достичь $K \approx 10^{-10}$ Т. Это сравнимо с чувствительностью феррозондовых магнитометров [9, 10], но в отличие них будет иметь на порядки лучше линейность и пространственное разрешение. Смещение начала рабочей точки ПХ в данном случае составляло до $H_{ic1} \approx 96.252 \times 10^{-4}$ Т, сужение диапазона работы ПХ колебалось в районе $\Delta H_o \approx 0.011 \times 10^{-4}$ Т (см. рис. 4), и благодаря реализации зависимости (3) был обеспечен коэффициент нелинейности меньше 0.01% (в основном задается нелинейностью ПХ) во всем динамическом диапазоне магнитометра вне зависимости от достигнутой чувствительности и точности магнитометра. Для определения коэффициента нелинейности магнитометра в диапазоне до 10^{-1} Т через большой соленоид пропускали строго линейно нарастающий ток и измеряли величину поля. По степени отклонения линейности тока и поля было установлено, что коэффициент нелинейности магнитометра выше в области слабых полей и, уменьшаясь, достигает при $B = 10^{-2}$ Т величины менее 0.01%.

Следует отметить, что в отличие от магнитометров, рассмотренных ранее, [18, 19], применение соленоида, создающего большое внешнее магнитное поле, позволило существенно сместить нижний порог срабатывания магнитометра и достичь значения H_{ic1} суб- и нанокристаллитов, которое на два-три по-

рядка выше чем H_{c1f} . Кроме того, использование в качестве внешнего поля ОЗЛМП в режиме ZFCMFА существенно повысило не только линейность и пространственное разрешение, но и быстродействие магнитометра. Другим преимуществом предложенного способа является то, что измеряемую величину устанавливали с помощью следящей поисковой системы, позволяющей менять амплитуду поля $H(t)$ согласно формуле (9) и с помощью подгонки опорного поля реализовать формулу (3) с высокой точностью. Из-за того, что ступеньки H_0 задавались с помощью высокостабильных разрядных генераторов [29], это существенно повышало стабильность и точность магнитометра, так как количество разрядов, соответствующее измеряемому полю, фиксировалось с высокой точностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с использованием процедуры преобразования электрической энергии в магнитную, усиления с помощью ОЗЛМП магнитной энергии измеряемого магнитного поля и повторно преобразования усиленной магнитной энергии в электрическую энергию продемонстрирована возможность дополнительного повышения предельной чувствительности классических магнитометров. Приведен пример, когда, используя в качестве базового магнитометра первой ступени классический магнитометр, работающий на обычном эффекте Холла, с чувствительностью $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ Т в динамическом диапазоне магнитометра $10^{-7} \dots \pm 1.2 \times 10^{-1}$ Т, во второй ступени достигнута чувствительность $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т и динамический диапазон $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т. Точность и линейность выходного сигнала магнитометра составляют 0.01% и не зависят от достигнутой чувствительности и динамического диапазона магнитометра. Пространственное разрешение магнитометра определяется линейными размерами двойников YBCO-пленки и существенно уменьшается с ростом H_{c1} . Показано, что значение результирующего коэффициента усиления двухступенчатого магнитометра напрямую зависит от коэффициента преобразования преобразователя магнитного поля и магнитометра первой ступени. Это позволяет предположить, что в случае использования преобразователей магнитного поля с повышенной чувствительности можно достичь более высокой чувствительности двухступенчатого магнитометра, чем чувствительность $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т при использовании ПХ. Так как на первом этапе магнитометр, например на основе СКВИДа, может обеспечить чувствительность $\sim 10^{-12} \dots 10^{-15}$ Т, то на втором этапе чувствительность может достигнуть $\sim 10^{-14} \dots 10^{-17}$ Т. Такие предельные чувствительности являются очень важными для высокоточного исследования квантованных уровней магнитного вакуума в веществе при низких температурах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morgan W.* // Rev. Mod. Phys. 2020. V. 92. № 2. P. 021001.
2. Слабая сверхпроводимость: Квантовые интерферометры и их применения / Под ред. Б.Б. Шварца, С. Фонера. М.: Мир, 1980.
3. *Jaklevic R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. № 7. P. 159.
4. *Carelli M., Castellano G., Flacco K. et al.* // Europhys. Lett. 1997. V. 39. № 5. P. 569.
5. *Александров Е.Б., Вершовский А.К.* // Успехи физ. наук. 2009. Т. 179. № 6. С. 605.
6. *Barry J.F., Schloss J.M., Bauch E. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2020. V. 92. № 1. P. 015004.
7. *Ernst R.R., Bodenhausen G., Wokaun A.* Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions, Oxford: Clarendon Press, 1987.
8. *Карнов Г.В.* // Автометрия. 2015. Т. 51. № 1. С. 70.
9. *Chiesa M., Paganini M.C., Livraghi S., Giamello E.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. V. 15. P. 9435.
10. *Khasanov R., Talanov Yu., Assmu W., Teitelbaum G.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 18. P. 13339.
11. *Forbes A.J.* Geomagnetic field: Measurement, in Geophysics. Encyclopedia of Earth Sciences. Boston: Springer, 1989.
12. *Ando B., Baglio S., Bulsara A.R., Trigona C.* // Sensors and Actuators. 2009. V. 151. P. 145.
13. *Баатес Г.П., Попович Р.С.* // ТИИЭР. 1986. Т. 74. № 8. С. 60.
14. *Ростами Х.Р.* // Измерит. техника. 2016. № 12. С. 40.
15. *Игнатев В.К., Орлов А.А., Перченко С.В., Станкевич Д.А.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 15. С. 3.
16. *Oral A., Bending S.J., Henini M.* // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. № 9. P. 1324.
17. *Mel'nikov A.S., Nozdrin Yu.N., Tokman I.D., Vysheslavtsev P.P.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. № 11. P. 11672.
18. *Rostami Kh.R., Mantorov V.V., Sukhanov A.A.* // Sensors and Actuators A: Physical. 1998. V. 65. P. 10.
19. *Rostami Kh.R., Sukhanov A.A., Mantorov V.V.* // Symp. Microwave Processing of Materials V. San Francisco. 8–12 Apr. 1996 / Eds. by M. F. Iskander, J. O. Kiggans, J. Ch. Bolomey. Pittsburgh: Materials Research Soc., 1996. P. 477.
20. *Ростами Х.Р.* // ФТТ. 2013. Т. 55. № 9. С. 1671.
21. *Ростами Х.Р.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. № 12. С. 758.
22. *Ozmanyanyan Kh., Sandomirskii V.B., Sukhanov A.A.* // Superconductor Sci. Technol. 1990. V. 3. P. 255.
23. *Horowitz P., Hill W.* The Art of Electronics. Cambridge: Univ. Press, 1980.
24. *Kuhle A., Skov J.L., Hjorth S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 23. P. 3178.
25. *Ростами Х.Р.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 12. С. 2066.
26. *Barret R.C., Quate C.F.* // Rev. Sci. Instr. 1991. V. 62. P. 1393.
27. *Bending S.J.* // Physica C. 2010. V. 470. № 19. P. 754.
28. *Nakahara S., Boone T., Yan M.F. et al.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. № 2. P. 451.
29. *Ростами Х.Р.* Преобразователь код-ток. Патент РФ № 2007862. Оpubл. 15.02.1994. Б.И. № 3.
30. *Mozhaev P.B., Kotelyanskii I.M., Luzanov V.A. et al.* // Physica C. 2005. V. 419. № 1–2. P. 53.

ПАМЯТИ ВЛАДИСЛАВА ИВАНОВИЧА ПУСТОВОЙТА

DOI: 10.31857/S0033849421100168



5 июля 2021 г. на 85 году жизни скончался выдающийся советский и российский ученый, специалист в области акустоэлектроники, акустооптики, физики полупроводников, оптоэлектроники, лауреат Государственных премий СССР и РФ, доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, заместитель главного редактора журнала “Радиотехника и электроника” Владислав Иванович Пустовойт.

Владислав Иванович Пустовойт родился 15 ноября 1936 г. в г. Бердянске. В 1959 г. он окончил Днепропетровский государственный университет и поступил в аспирантуру Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, где его научным руководителем был В.Л. Гинзбург. После окончания аспирантуры Владислав Иванович с 1963 г. по 1989 г. работал во Всесоюзном институте физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) Госстандарта СССР, где прошел

путь от старшего научного сотрудника до руководителя крупного научно-исследовательского отделения лазерной техники и акустооптики. Во ВНИИФТРИ В.И. Пустовойт стал основоположником нового направления в метрологии – акустооптических измерений и лазерной оптоэлектроники, что привело к созданию научно-исследовательского отделения, научной школы и появлению практически новой отрасли приборостроения.

В 1989 г. Владислав Иванович был назначен заместителем Председателя Госстандарта СССР, где отвечал за метрологию. С 1995 по 2015 гг. он работал директором, а впоследствии – научным руководителем Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

В 1963 г. Владислав Иванович защитил кандидатскую диссертацию “К теории усиления низкочастотных волн в полупроводниках и плотной плазме при наличии дрейфа”, а в 1972 г. – докторскую диссертацию “Теория распространения, усиления и генерации акустических волн в полупроводниках”. В 1990 г. он был избран членом-корреспондентом РАН по Отделению информационных технологий и вычислительных систем, а в 2006 г. – действительным членом РАН по этому отделению.

В.И. Пустовойт – признанный специалист в области физики твердого тела, акустоэлектроники и акустооптики. Им совместно с Ю.В. Гуляевым впервые в мире выдвинуты идеи усиления акустических волн в полупроводниках дрейфом электронов и использования поверхностных акустических волн в электронике. На их основе появилось мощное научно-техническое направление, которое сегодня во всем мире называют акустоэлектроникой, ставшей разделом физики твердого тела и технологической основой нового поколения функциональных устройств сверхбыстрой обработки информации, в том числе телевизионных приемников и мобильных телефонов.

В области акустооптики им исследованы и решены задачи дифракции света на неоднородных акустических волнах и волнах с резкой фазовой модуляцией в кристаллах. Эти физические модели позволили создать новые, более точные методы спектральных измерений, осуществляемых с помощью акустооптических спектрометров. Фундаментальные исследования и новые идеи по так называемой коллинеарной дифракции света на

звуковых волнах в кристаллах привели к созданию производства целого семейства быстроперестраиваемых оптических фильтров в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах. Под руководством В.И. Пустовойта впервые в мире разработаны и созданы спектрометры ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов с уникальными техническими характеристиками, получившие в настоящее время название “акусто-оптические спектрометры”.

Владислав Иванович был физиком широкого профиля, оставившим заметный след в различных областях науки. Так, например, в рамках общей теории относительности им решена задача о прецессии гироскопа в центрально-симметричном вращающемся гравитационном поле Земли. В 1962 г. в совместной работе В.И. Пустовойта и М.Е. Герценштейна впервые была высказана идея о регистрации гравитационных волн с помощью лазерного интерферометра Майкельсона. Эта идея была реализована позднее в различных уникальных физических установках LIGO (США), VIRGO (Италия, Франция), TAMA (Япония), GEO (Великобритания, Германия) и привела в феврале 2016 г. к открытию гравитационных волн.

Владислав Иванович вел также большую организационную деятельность. Он являлся членом Бюро Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН и научных советов РАН по акустике и научному приборостроению, чле-

ном экспертного совета Высшей аттестационной комиссии. В.И. Пустовойт был главным редактором журнала “Физические основы приборостроения”, заместителем главного редактора журнала “Радиотехника и электроника”, членом редколлегий журналов “Успехи современной радиоэлектроники”, “Электромагнитные волны и электронные системы”.

Много времени и сил Владислав Иванович уделял вопросам подготовки кадров. Он был профессором базовой кафедры Московского физико-технического института во ВНИИФТРИ; с 2008 по 2013 гг. возглавлял кафедру “Опτικο-электронные приборы научных исследований” Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана; подготовил 9 докторов и 27 кандидатов наук.

В.И. Пустовойт является автором и соавтором более 450 научных работ, включая авторские свидетельства и патенты. За большие заслуги в области фундаментальных и прикладных наук Владислав Иванович был дважды удостоен звания лауреата Государственной премии СССР (1974, 1984 гг.) и трижды – лауреата Государственной премии Российской Федерации (1993, 2006, 2018 гг.).

Редколлегия и редакция журнала глубоко скорбят в связи с уходом из жизни Владислава Ивановича и выражают искренние соболезнования его родным и близким.