## Том 65, номер 10, 2020

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Портативный измеритель коэффициента отражения покрытий СВЧ-диапазона		
К. М. Басков, Д. Е. Данилов, А. А. Политико, С. Е. Просыпкин, А. А. Рогозин, В. Н. Семененко, В. А. Чистяев		
Волны в диагонально-ориентированных EBG-волноводах в электромагнитных кристаллах с квадратной сеткой		
С. Е. Банков, В. И. Калиничев, Е. В. Фролова	951	
Использование спутниковых радиометрических СВЧ-измерений для анализа влагосодержания атмосферы при развитии тропических ураганов		
А. Г. Гранков, А. А. Мильшин, Е. П. Новичихин, Н. К. Шелобанова	959	
АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ		
Бортовые конические антенные решетки		
Л. И. Пономарёв, А. А. Васин, О. В. Терёхин, Л. С. Турко		
Двумерно-периодическая сверхдиапазонная антенная решетка <i>ТЕМ</i> -рупоров с системой питания		
	979	

Шум движения электродного датчика и его связь с пульсациями скорости жидкости

В. Г. Максименко

## ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Применение метода ортогональной проекции для выявления объектов, не имеющих определенной формы, в мультиспектральном анализе

А. В. Герус, О. Ю. Панова, В. П. Саворский

## РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

Воздействие одноосного растяжения на нелинейную проводимость и структурная перестройка волны зарядовой плотности в TaS<sub>3</sub> ниже азотной температуры

М. В. Никитин, А. В. Фролов, А. П. Орлов, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев

## 1001

987

994

## НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Резистивное переключение мемристоров на основе нанокомпозита $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(LiNbO_3)_{100-x}$ с прослойкой LiNbO <sub>3</sub> : пластичность и временные характеристики	
А. Н. Мацукатова, К. Э. Никируй, А. А. Миннеханов, С. Н. Николаев, А. В. Емельянов, В. А. Леванов, К. Ю. Черноглазов, А. В. Ситников, А. С. Веденеев, А. С. Бугаев, В. В. Рыльков	1008
Распределенная скрытая теплота фазовых переходов в низкоразмерных проводниках	
В. Я. Покровский	1015

## ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Автоматизированная система измерения интегрального индекса боли у пациентов при общей анестезии	
В. М. Сокольский, И. Ю. Петрова, И. З. Китиашвили, Ю. А. Лежнина, М. В. Сокольский	1019
НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ	
Генератор сверхкоротких импульсов большой амплитуды с формирователем резкого спада	
А. М. Бобрешов, А. С. Жабин, В. А. Степкин, Г. К. Усков	1030
Электромиостимулятор с нетипичной формой сигналов	
П. С. Мартьянов, Д. В. Чуриков	1037

\_

### ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.369.9

## ПОРТАТИВНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОКРЫТИЙ СВЧ-ДИАПАЗОНА

© 2020 г. К. М. Басков<sup>*a*</sup>, Д. Е. Данилов<sup>*b*</sup>, А. А. Политико<sup>*a*</sup>, С. Е. Просыпкин<sup>*b*</sup>, \*, А. А. Рогозин<sup>*b*</sup>, В. Н. Семененко<sup>*a*</sup>, В. А. Чистяев<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup> Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Российская Федерация <sup>b</sup> "Роде и Шварц Рус", Нахимовский просп., 58, Москва, 117335 Российская Федерация \*E-mail: sergeypros@yandex.ru Поступила в редакцию 13.08.2019 г. После доработки 04.02.2020 г. Принята к публикации 20.02.2020 г.

Предложена новая конструкция портативного измерителя коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий. Проведено экспериментальное сравнение измерителей коэффициента отражения нового и традиционного типов. Показаны технические, эксплуатационные и стоимостные преимущества измерителя нового типа. Разработана и доказана эффективность системы калибровки измерителя и определены оптимальные геометрические параметры антенного зонда, который обеспечивает высокую точность измерений коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий.

DOI: 10.31857/S0033849420090028

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Современный этап развития сверхширокополосной антенной техники характеризуется широким использованием радиопоглощающих покрытий, имеющих низкие значения коэффициента отражения (КО) в рабочей полосе частот СВЧ-диапазона [1]. Эти покрытия помогают существенно улучшать характеристики антенн: повышать помехозащищенность антенн; стабилизировать ширину главного лепестка диаграммы направленности антенн в полосе частот. Такие радиопоглощающие покрытия в зависимости от их конкретного назначения могут обладать высокой эффективностью как на выделенных (фиксированных) частотах, так и в отдельных частотных диапазонах.

Нанесение радиопоглощающих покрытий на крупногабаритные антенны и другие объекты антенной техники является весьма сложной и трудоемкой процедурой, в процессе которой приходится решать задачи технологического и радиофизического характера. Если говорить о радиофизической составляющей технологии нанесения покрытий, то контроль радиопоглощающих покрытий осуществляется, как правило, непосредственно в процессе нанесения их на антенну. Кроме того, радиофизический контроль необходим и после нанесения покрытий для оценки их качества в ходе эксплуатации антенны. В большинстве случаев наиболее информативным измеряемым параметром при проведении радиофизического контроля является частотная зависимость КО покрытия.

На практике часто возникает ситуация, когда нет возможности провести измерения в лабораторных условиях на стационарных стендах. В таких случаях для осуществления радиофизического контроля непосредственно на изделии необходим мобильный измерительный комплекс [2]. В качестве варианта для этих целей можно использовать портативный измеритель КО покрытий, позволяющий оценивать соответствие параметров покрытия заданным техническим характеристикам. К такому измерителю КО покрытий предъявляется ряд требований: малые размеры и масса, возможность работы вне помещений, простота применения, невысокая стоимость, широкий, не менее 40 дБ, динамический диапазон, возможность проведения измерений в широкой полосе частот и др.

Появление портативных векторных рефлектометров [3] позволило создать портативные измерители КО материалов и покрытий нового типа, имеющие ряд существенных преимуществ перед традиционными измерителями на базе векторных анализаторов цепей. К этим преимуществам можно отнести: более широкий частотный и динамический диапазоны измерения КО; меньшие эксплуатационные расходы, связанные с отсут-



**Рис. 1.** Структурная схема портативного измерителя КО покрытий в традиционном исполнении: *1* – портативный ВАЦ; *2* – радиочастотный кабель с повышенной фазовой стабильностью; *3* – антенный зонд; *4* – исследуемое покрытие; *5* – металлическая пластина.

ствием необходимости использования фазостабильных высокочастотных кабелей; удобство пользовательского интерфейса; возможности реализации сложных алгоритмов обработки измерительной информации средствами портативного персонального компьютера, а также более низкая итоговая стоимость реализации.

Для определения потенциальных возможностей и метрологических характеристик измерителя необходима его математическая модель, которая поможет достичь поставленных целей. Кроме того, следует определить параметры измерителя, а именно параметры антенного зонда, при которых обеспечивается максимальная точность измерений КО покрытий.

# ИЗМЕРИТЕЛИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОКРЫТИЙ В ПОРТАТИВНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Как правило, портативные измерители КО покрытий традиционно строятся на базе портативного векторного анализатора цепей (ВАЦ) и антенного зонда, соединенного с ним с помощью фазостабильного кабеля (рис. 1). Использование достаточно дорогого радиочастотного кабеля с высокой фазовой стабильностью диктуется необходимостью применения при обработке измеренных данных алгоритмов векторной компенсации влияния как самого кабеля, так и антенного зонда.

Отметим основные недостатки традиционного решения. Во-первых, наличие соединительного кабеля длиной около 1.5 м между рефлектометром портативного ВАЦ и антенным зондом вносит дополнительные ослабления, что в итоге приводит к уменьшению динамического диапазона измерений КО на 3...6 дБ в зависимости от частоты сигнала. Во-вторых, кабель в процессе работы постоянно подвергается изгибам и влиянию окружающей среды, что отрицательно сказывается на его фазовой стабильности. В связи с этим со временем становится невозможным применение алгоритмов векторной компенсации при обработке измерительной информации. По сути, в данном техническом решении кабель является достаточно дорогим расходным материалом.

В-третьих, при калибровке и измерениях КО покрытий используются достаточно сложные алгоритмы обработки получаемой информации, такие как векторное вычитание, использование алгоритмов цифровой фильтрации сигнала (например, во временной области — time domain). Реализация этих алгоритмов средствами пользовательского интерфейса ВАЦ без использования внешнего компьютера приводит к сложной последовательности интерфейсных команд и требует от оператора высокой квалификации, глубокого понимания процесса калибровки и измерений.

Немаловажным фактором является также достаточно высокая цена портативных ВАЦ зарубежного производства и фазостабильных кабелей.

В качестве альтернативы традиционному решению предлагается перспективный портативный измеритель КО покрытий, структурная схема которого представлена на рис. 2. В основе схемы лежит рефлектометр малых размеров, который механическим образом без СВЧ-кабелей подключается к антенному зонду. Для управления измерительным комплексом, а также для отображения и экспрессобработки информации используется планшет, который через USB-разъем подключается к рефлектометру.

Предлагаемая реализация свободна от всех перечисленных выше недостатков традиционного



**Рис. 2.** Структурная схема перспективного портативного измерителя КО покрытий: *1* – планшетный компьютер; *2* – интерфейсный USB-кабель; *3* – рефлектометр; *4* – антенный зонд; *5* – исследуемое покрытие; *6* – металлическая пластина.

решения. Отсутствие радиочастотного фазостабильного кабеля в измерительной схеме расширяет динамический диапазон измерений. Жесткое механическое соединение рефлектометра непосредственно с антенным зондом устраняет проблему фазовой нестабильности кабеля. Использование компьютера в исполнении для жестких условий эксплуатации при обработке измерительной информации позволяет реализовать удобный пользовательский интерфейс. При этом немаловажным фактором является то, что цена перспективного решения существенно ниже традиционного.

#### 2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В целях сравнения традиционного и перспективного технических решений были проведены экспериментальные исследования — измерения КО на металлической подложке нескольких образцов материалов и покрытий. Традиционный портативный измеритель КО покрытий был реализован на базе векторного анализатора цепей Anritsu MS2028C (5 кГц...20 ГГц) и модифицированной рупорной антенны (зонда), рассчитанной на диапазон длин волн 3 см.

Перспективный измеритель КО состоял из рефлектометра R140 (85 МГц...14 ГГц), портативного компьютера (планшета) и той же самой рупорной антенны. Частотный диапазон измерений ограничивался волноводным входом рупора и коаксиально-волноводным переходом (КВП) с рабочим сечением волновода 23 × 10 мм. Фактически измерения КО образцов покрытий проводились в диапазоне частот 7.5...12.5 ГГц. Следует отметить, что рупорная антенна была подвергнута специальной доработке, цель которой — ослабление высших волноводных мод электромагнитной волны, возбуждающихся в рупоре.

Помимо сравнения результатов измерений КО покрытий двумя указанными выше методами были также проведены исследования КО образцов радиопоглощающих материалов и покрытий с помощью стационарного стенда для измерений параметров материалов и покрытий в свободном пространстве с нормированными метрологическими характеристиками [4]. Результаты измерений, полученные на данном стенде, принимались за эталонные показатели при проведении сравнительного анализа. Стационарный стенд позволяет проводить измерения целого ряда радиотехнических параметров образцов материалов и покрытий: 1) коэффициентов отражения и прохождения образцов при нормальном падении волны в диапазоне частот 2...40 ГГц; 2) диэлектрической и магнитной проницаемостей образцов материалов в том же диапазоне частот; 3) угловых зависимостей коэффициента прохождения образцов в диапазоне частот 2...24 ГГц при углах падения волны от 0 до 75 град; 4) температурных зависимостей коэффициента отражения образцов покрытий на металлической подложке в частотном диапазоне 2...24 ГГц и в интервале температур от -80 до 200°C.

На рис. 3 представлена принципиальная схема измерительного стенда, реализованного на базе векторного анализатора цепей ZVA40 (производство компании Rohde&Schwarz) и рупорных линзовых антенн. При проведении измерений исследуемые образцы покрытий помещали в окно диафрагмы, расположенной в ближней зоне рупорных антенн, в процессе измерения коэффициента отражения в зо-



**Рис. 3.** Принципиальная схема стационарного измерительного стенда: *1* – персональный компьютер; *2* – векторный анализатор цепей R&S ZVA40; *3...6* – рупорная линзовая антенна; *7*, *8* – пирамидальный радиопоглощающий блок; *9*, *10* – металлическая диафрагма с нанесенным на нее радиопоглощающим покрытием; *11* – исследуемый образец; *12* – датчик угла или температуры; *13* – аналого-цифровой преобразователь; *14* – рубидиевый стандарт частоты.

не за диафрагмой устанавливали согласованную нагрузку — пирамидальный радиопоглощающий блок с низким коэффициентом отражения в рабочей полосе частот (не выше —50 дБ), который необходим для исключения дополнительных паразитных переотражений от окружающего пространства. С целью устранения влияния переотражений между измеряемым образцом и рупорными антеннами использовали методы цифровой обработки сигнала — временную селекцию мешающих отражений с подавлением эффекта Гиббса [4].

Важно отметить, что данный стенд и методика выполнения измерений аттестованы аккредитованными метрологическими организациями.

Частотные зависимости КО образцов полимерных радиопоглощающих покрытий, нанесенных на металлические подложки размерами 200 × 200 мм, были измерены тремя указанными выше способами. Результаты представлены на рис. 4а и 4б.

Из частотных зависимостей (см. рис. 4а и 4б) видно, что портативный измеритель КО покрытий на базе рефлектометра имеет несколько более широкий частотный диапазон, чем рабочий диапазон частот КВП. Отсутствие ослабления в соединительном кабеле позволяет проводить измерения за границами полосы пропускания КВП. В то же время портативный измеритель КО покрытий в традиционном исполнении на базе ВАЦ Алritsu MS2028C ограничен полосой пропускания КВП, что выражается в появлении довольно сильных осцилляций на краях диапазона в окрестности граничных частот 7.5 и 12.5 ГГц (загибы кривых *3*, наблюдаемые на графиках).

Разброс измеренных значений КО образцов покрытий, полученных с помощью портативного измерителя на базе рефлектометра и путем измерений на стационарном стенде, который принимался при сравнительном анализе в качестве эталонного измерителя, находится в границах ±2 дБ при уровнях КО покрытия до -30 дБ. Расхождение в результатах измерений КО образцов, полученных различными способами, также связано с некоторой неоднородностью образцов радиопоглощающих покрытий, которая выражается в небольшой разнотолщинности слоев материалов покрытий по поверхности образцов. Следует также отметить, что в стационарном стенде в качестве излучающего и принимающего устройства используется линзовая рупорная антенна с размерами апертуры 350 × 260 мм, которая при измерениях облучает всю поверхность образца. Таким образом происходит измерение интегрального



Рис. 4. Частотные зависимости КО на металлической подложке образца радиопоглощающего покрытия № 1 (а) и № 2 (б), измеренные различными способами: на стационарном стенде (кривая I), с помощью измерителя КО на базе рефлектометра R140 (кривая 2), с помощью измерителя КО на базе Anritsu MS2028C (кривая 3).

КО всего образца. Модифицированная рупорная антенна, применяемая в портативном измерителе КО, имеет небольшие размеры — раскрыв составляет 100 × 60 мм, т.е. в данном случае при измерениях облучается не вся поверхность образца, а лишь определенная локальная зона.



**Рис. 5.** Частотные зависимости КО на металлической подложке образца пирамидального радиопоглощающего материала, измеренные различными способами: на стационарном стенде (кривая *I*), с помощью измерителя КО на базе рефлектометра R140 (кривая *2*), с помощью измерителя КО на базе Anritsu MS2028C (кривая *3*).

На рис. 5 показаны измеренные различными способами частотные зависимости КО на металлической подложке образца пирамидального радиопоглощающего материала на основе пенополиуретана.

Анализ частотных зависимостей КО образца радиопоглощающего материала, представленных на рис. 5, позволяет оценить динамический диапазон портативных измерителей КО в традиционном и перспективном исполнениях, который составляет 40...50 дБ, что является достаточным для решения большинства практических задач.

#### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИЗМЕРИТЕЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОКРЫТИЙ В ПОРТАТИВНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Для достижения высоких точностей измерений КО, которые были достигнуты в перспективном измерителе КО и продемонстрированы в разд. 2, была определена простая и наиболее эффективная система калибровки измерителя КО. Для понимания процесса калибровки и измерения воспользуемся математическим аппаратом потоковых графов [5, 6]. На рис. 6 показана структурная схема измерителя КО и соответствующий ей



Рис. 6. Структурная схема измерителя КО и соответствующий ей потоковый граф.

потоковый граф. Измеритель КО представлен здесь классической комбинацией идеального рефлектометра и искажающего коаксиального адаптера [6], последовательное соединение которого с антенным зондом формирует искажающий четырехполюсник.

Основной задачей измерителя является определение коэффициента отражения исследуемого покрытия  $\Gamma_n$  на основании результатов "сырых" измерений коэффициента отражения идеального рефлектометра  $\Gamma_n$ , которые подвержены влиянию искажающего четырехполюсника.

Из рис. 6 видно, что полученный потоковый граф практически полностью совпадает с классическим потоковым графом, используемым при измерениях коэффициента отражения в современных векторных анализаторах цепей [6]. Особенностью нашего случая является то, что рефлектометр определяет  $\Gamma_{\mu}$  в коаксиальном тракте с волновым сопротивлением  $Z_0 = 50$  Ом, а коэффициент отражения покрытия  $\Gamma_{\Pi}$  измеряется в условиях открытого пространства ( $Z_1 = 377$  Ом). Искажающий адаптер реального рефлектометра совместно с антенным зондом выполняет функцию трансформатора сопротивлений. Следовательно, можно использовать хорошо известную и повсеместно используемую на практике трехкомпонентную модель ошибки [7] и соответствующий математический аппарат для нахождения  $\Gamma_{\Pi}$ . Измеряемый рефлектометром коэффициент отражения  $\Gamma_{\mu}$  может быть выражен следующим образом:

$$\Gamma_{\mu} = \frac{b_0}{a_0} = e_{00} + \frac{(e_{10}e_{01})\Gamma_{\pi}}{1 - e_{11}\Gamma_{\pi}},\tag{1}$$

Коаксиал	Волновод	Свободное пространство (портативный измеритель КО)
Мера холостого хода	Мера смещенного короткого замыкания, металлическая пластина с λ/4 волноводным адаптером	_
Мера короткого замыкания	Мера короткого замыкания, металлическая пластина	Короткое замыкание, металлическая пластина
Согласованная нагрузка, фиксированная или скользящая нагрузка с низким КО	Согласованная нагрузка, фиксированная или скользящая нагрузка с низким КО	Согласованная нагрузка, радиопогло- щающий материал с низким КО или пространство без отражений

Таблица 1. Стандарты однопортовых калибровок в разных трактах

где  $a_0$ ,  $b_0$  — амплитуды падающей и отраженной волны;  $e_{00}$  — направленность рефлектометра;  $e_{01}$ ,  $e_{10}$  — частотный отклик искажающего четырехполюсника;  $e_{11}$  — согласование зонда со стороны свободного пространства.

Коэффициент отражения исследуемого покрытия в этом случае выражается формулой

$$\Gamma_{\Pi} = \frac{\Gamma_{\Pi} - e_{00}}{e_{11} \left( \Gamma_{\Pi} - e_{00} \right) + \left( e_{10} e_{01} \right)}.$$
 (2)

Из выражения (2) видно, что для нахождения  $\Gamma_{\pi}$ необходимо определить три неизвестных коэффициента (компонента ошибки)  $e_{00}$ ,  $e_{10}e_{01}$  и  $e_{11}$ . В практических измерениях в коаксиальных и волноводных трактах в этих целях выполняется процедура калибровки типа OSM (Open-Short-Match, т.е. мера холостого хода – мера короткого замыкания-согласованная нагрузка), суть которой заключается в подсоединении в плоскости сечения 2 (см. рис. 6) трех нагрузок (стандартов) с известными комплексными коэффициентами отражения Г<sub>п1</sub>, Г<sub>п2</sub>, Г<sub>п3</sub> и измерению соответствующих им значений  $\Gamma_{\mu 1}, \Gamma_{\mu 2}, \Gamma_{\mu 3}$ . Искомые коэффициенты (компоненты ошибки) получаются путем решения трех уравнений с тремя неизвестными. Типичные стандарты, используемые для однопортовых калибровок в разных трактах, представлены в табл. 1.

Наиболее близкими измерениям КО в свободном пространстве по сути и по форме являются измерения в волноводных трактах. Волноводному раскрыву в плоскости калибровки можно поставить в соответствие раскрыв антенного зонда. В этом случае стандарт короткого замыкания — это та же металлическая пластина, стандарт согласованной нагрузки — это лист высококачественного радиопоглощающего материала. Проблемы возникают с применением смещенного короткого замыкания. Если в волноводных трактах — это та же металлическая пластина, подсоединенная к плоскости калибровки через четвертьволновый отрезок волновода, то при измерениях в свободном пространстве – это должна быть по аналогии четвертьволновая вставка переменного сечения, являющаяся продолжением рупорного зонда. Однако структура поля на металлической пластине в этом случае изменится, так как волна пройдет вдоль стенок вставки путь больший, чем по нормали к раскрыву, и отклик от такого стандарта будет отличаться от отклика короткого замыкания не только по фазе, но и по амплитуде. Выходом из положения может быть применение антенного зонда с коррекцией фазового фронта, например, рупорной антенны с диэлектрической линзой и четвертьволновой металлической вставкой соответствующего сечения или такого алгоритма калибровки, для реализации которого потребуются только два стандарта.

Известно, что современные анализаторы цепей и рефлектометры могут преобразовывать измеренные данные из частотной во временную (пространственную) область и получать сглаженную импульсную характеристику цепи по усеченной частотной характеристике цепи. При этом появляется возможность селекции нужного участка цепи, в нашем случае участка "раскрыв рупора-радиопоглощающее покрытие", и использования при обработке только сигналов, отраженных от этого участка измерительной цепи. Нижняя схема, показанная на рис. 6, является потоковым графом, соответствующим этому случаю. Измеряемый рефлектометром после временной селекции коэффициент отражения Ги может быть записан следующим образом:

$$\Gamma_{\mu} = \frac{a_{\rm l}}{b_{\rm l}} = \frac{\Gamma_{\rm A} + \Gamma_{\rm \pi}}{1 - e_{\rm l1} \left(\Gamma_{\rm A} + \Gamma_{\rm \pi}\right)},\tag{3}$$

где  $b_1$ ,  $a_1$  — волны, падающие на покрытие и отраженные от покрытия соответственно;  $\Gamma_A$ ,  $\Gamma_{\Pi}$  — коэффициенты отражения антенного зонда и покрытия соответственно.

В уравнении (3), в отличие от уравнения (2), фигурируют лишь два неизвестных коэффициента  $e_{11}$  и  $\Gamma_A$ , следовательно, достаточным является использование всего двух калибровочных стандартов: согласованной нагрузки ( $\Gamma_{n.cH} = 0$ , измеряется  $\Gamma_{и.cH}$ ) и меры короткого замыкания ( $\Gamma_{n.K3} = -1$ , измеряется  $\Gamma_{и.K3}$ ). Кроме того, второе слагаемое в знаменателе (3) имеет второй порядок малости и в случае принятия специальных мер по уменьшению  $e_{11}$  и  $\Gamma_A$  этим слагаемым можно пренебречь, а уравнение (3) можно заменить приближенным равенством:

$$\Gamma_{\mu} \approx \Gamma_{A} + \Gamma_{\Pi} = \Gamma_{\mu,cH} + \Gamma_{\Pi}.$$
 (4)

В результате калибровки с использованием (4) определяем две величины,  $\Gamma_{и.сн}$  и  $\Gamma_{и.кз}$ , которые используются при определении КО исследуемого покрытия. Определить КО исследуемого покрытия  $\Gamma_{n}$  с учетом проведенной калибровки и равенства (4) можно из равенства:

$$\Gamma_{\pi} = -\frac{\Gamma_{\mu.\pi} - \Gamma_{\mu.cH}}{\Gamma_{\mu.K3} - \Gamma_{\mu.cH}},$$
(5)

где  $\Gamma_{\mu,\pi}$  – результат измерения рефлектометра при измерении КО исследуемого покрытия.

Аналогичная методика используется при измерениях отражающих характеристик рассеяния объектов в свободном пространстве, однако в этом случае в качестве стандарта короткого замыкания используются различные калибровочные отражатели с известными отражающими характеристиками (пластины, уголки, сферы, цилиндры и т.п.). В качестве сигнала отражения от согласованной нагрузки принимается отражение от пустой безэховой камеры. Учитывая, что такие измерения проводятся в дальней зоне антенного зонда, взаимным влиянием зонда и отражателя пренебрегают. В нашем же случае необходимо принимать специальные меры для согласования зонда и свободного пространства с обоих направлений, т.е. меры к уменьшению как  $e_{11}$ , так и  $\Gamma_A$ . В противном случае будут иметь место многократные отражения "покрытие-зонд-покрытие" и частотная зависимость Г<sub>п</sub> будет носить изрезанный характер, вызванный многократными переотражениями. Следовательно, при выборе антенного зонда нужно выбирать зонд с низким значением коэффициента стоячей волны во всем измеряемом частотном диапазоне. Кроме того, зонд должен иметь достаточные электрические размеры для обеспечения пространственной селекции отражений от самого рефлектометра, от

соединения "рефлектометр-антенный зонд" и от "полезного" участка (раскрыв зонда-исследуемое покрытие).

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РУПОРА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Как было отмечено в разд. 3, одним из важных элементов портативного мобильного измерителя КО является антенный зонд. Для достижения высокой точности измерений мобильного измерителя КО необходимо использовать в нем антенный зонд (рупор) с такими геометрическими параметрами, которые обеспечивали бы точность измерений. близкую к точности измерений в свободном пространстве [4] в диапазоне значений КО от 0 до -40 дБ. Для обеспечения высокой точности измерений необходимо, чтобы рупор был хорошо согласован со свободным пространством, а значит, в раскрыве рупора должно быть распределение поля, соответствующее бегущей волне с волновым сопротивлением, близким к сопротивлению свободного пространства.

В мобильном измерителе можно было бы использовать в качестве антенного зонда открытый конец волновода, что обеспечило бы малые весогабаритные характеристики такого измерителя. Но, как известно, волновое сопротивление в волноводе существенно отличается от волнового сопротивления свободного пространства, что приводит к отличиям в результатах измерений КО покрытий с использованием открытого конца волновода от значений КО покрытий в свободном пространстве. Так как параметры исследуемых покрытий по определению неизвестны, осуществить пересчет результатов измерений с использованием открытого конца волновода в КО покрытий в свободном пространстве не представляется возможным.

Волновое сопротивление в волноводе у волны типа *H*<sub>10</sub> вычисляется по известной формуле

$$Z_{0B} = \omega \mu_0 / k_{0B}.$$
 (6)

Здесь  $\omega$  — круговая частота электромагнитной волны;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость свободного пространства;  $k_{0B} = k_0 \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda_{\kappa p})^2}$  — постоянная распространения волны в волноводе, где  $k_0$  постоянная распространения электромагнитной волны в свободном пространстве;  $\lambda_0$  — длина электромагнитной волны в свободном пространстве;  $\lambda_{\kappa p} = 2A$  — критическая длина волны в волноводе (A — размер длинной стенки волновода).

Из формулы (6) видно, для того чтобы волновое сопротивление в волноводе у волны  $H_{10}$  было близко к волновому сопротивлению свободного

пространства, необходимо увеличить размер длинной стенки волновода А, т.е. необходимо использовать рупор с размером длинной стороны его раскрыва (апертуры) А такой, чтобы величина  $Z_{0_{\rm B}}$ , вычисленная по формуле (6), отличалась бы от волнового сопротивления свободного пространства не более чем на 2% при нижней частоте измеряемого диапазона. В этом случае будет обеспечиваться высокая точность измерений КО покрытий на уровнях до -40 дБ. Для повышения точности радиотехнических измерений размер узкой стенки раскрыва рупора B, как будет показано далее, должен быть минимальным, но для удобства использования мобильного измерителя размеры рупора А и В должны быть такими, чтобы исследуемый участок поверхности покрытия был приближен к круглой форме. Утверждения, приведенные в этом абзаце, справедливы в одномодовом приближении распределения электромагнитного поля в раскрыве рупора.

Для достижения высокой точности измерений мобильного измерителя необходимо, чтобы распределение поля в раскрыве рупора соответствовало распределению поля волны типа  $H_{10}$  с волновым сопротивлением, равным 377 Ом. Необходимо определить длину рупора, при которой распределение поля в его раскрыве было бы максимально приближенным к распределению поля волны типа  $H_{10}$ , хотя бы так, как предъявляются требования к распределению поля квазиплоской волны в измерительных установках: неравномерность по амплитуде 1 дБ и неравномерность по фазе 22.5°.

На рис. 7 приведен рупор с указанием геометрических размеров, влияющих на его радиотехнические характеристики. Начало координат помещено в центр раскрыва рупора. Ось x направлена вдоль длинной стороны раскрыва, а ось y — вдоль короткой. При определении распределения поля предполагается приближение: источником поля в рупоре является точечный источник, расположенный в фазовом центре рупора, а волна от этого источника является сферической. Под длиной рупора L подразумевается расстояние от фазового центра до его раскрыва. Напряженность электрического поля в раскрыве рупора согласно [8] может быть выражена по формуле

$$E_{y} = E_{0} \cos\left(\frac{\pi x}{A}\right) \exp\left(j\varphi\right), \tag{7}$$

где  $E_0$  — напряженность поля в центре раскрыва рупора;  $\varphi$  — фазовые искажения распределения поля в раскрыве рупора, связанные со сферичностью волны от точки возбуждения; j — мнимая единица.

В приведенной формуле (7) распределения поля не учитывается снижение амплитуды  $E_v$  к кра-



**Рис. 7.** Прямоугольный рупор с указанием геометрических размеров, влияющих на его радиотехнические характеристики.

ям раскрыва за счет сферичности волны в рупоре. Это справедливо, если углы при вершине рупора не превышают  $60^{\circ}$  (снижение амплитуды поля менее 1 дБ по отношению к максимальному значению амплитуды поля в раскрыве рупора).

Величина фазовых искажений определяется формулой

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda_0} \left( \frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right), \tag{8}$$

где  $R_E$  и  $R_H$  — длина рупора вдоль его сечений плоскостями электрического и магнитного полей соответственно.

Первые два множителя в выражении (7) определяют распределение поля в волноводе с волной типа  $H_{10}$ , а множитель с экспонентой — отличие по фазе от этого распределения поля. Длина рупора должна быть такой, чтобы фазовые искажения в каждой точке раскрыва не превышали величину  $\pi/8$  или 22.5° при верхней частоте измеряемого диапазона — из формулы (8) видно, что фазовые искажения увеличиваются с ростом частоты.

Для примера рассчитаем параметры рупора, которые обеспечивают высокоточные измерения в диапазоне частот 8...12 ГГц. При размере длинной стороны А рупора, равном 10 см, волновое сопротивление в его раскрыве, вычисленное по формуле (6), составляет 1.018 волнового сопротивления свободного пространства при частоте 8 ГГп. Размер узкой стороны В рупора, равный 6 см, обеспечивает удобство при эксплуатации мобильного измерителя. Из (8) следует, что минимальная длина рупора L, при которой обеспечиваются значения фазовых искажений ф меньше 22.5° при частоте 12 ГГц во всех точках раскрыва рупора, составляет 100 см. Таким образом, мы определили геометрические параметры рупора, при которых гарантируются высокие точности измерений КО покрытий.

Необходимо отметить, что рупор длиной 100 см является неудобным для практического использования. При проведении измерений (см. разд. 2) использовался более удобный рупор длиной 60 см. При этом результаты измерений демонстрируют



**Рис. 8.** Распределение фазовых искажений поля в раскрыве рупора длиной 60 см, вычисленное приближенным способом, при частоте 12 ГГц.

высокую точность мобильного измерителя с таким рупором. Это связано с тем, что фазовые искажения в распределении поля бо́льшие, чем 22.5°, наблюдаются в тех зонах раскрыва рупора, в которых уровень поля меньше -15 дБ от максимального значения в центре раскрыва. В результате фазовые искажения в распределении поля незначительно сказываются на точности измерений. Таким образом, рупор с раскрывом  $10 \times 6$  см ( $A \times B$ ) и длиной 60 см является оптимальным для проведения измерений КО покрытий мобильным измерителем в диапазоне частот 8...12 ГГц. На рис. 8 представлено распределение фазовых искажений поля в раскрыве рупора длиной 60 см, подтверждающее полученные выводы.

На рис. 9а и 9б представлены распределения амплитуды, приведенной к максимальному значению  $E_0$ , и фазы (по модулю) поля  $E_v$  в раскрыве рупора, вычисленные при частоте 12 ГГц методом интегральных уравнений с помошью пакета программ электродинамического моделирования FEKO. Расстояние от фазового центра до раскрыва рупора L составляет 60 см. При сравнении рис. 9а и 9б видно, что распределение фазовых искажений поля, вычисленное методом в точной постановке, несколько отличается от распределения, полученного приближенным методом, особенно вблизи широкой стенки рупора, где амплитуда поля имеет высокий уровень. Поскольку размеры раскрыва рупора составляют несколько длин волн, в рупоре возбуждаются волны, соответствующие высшим волноводным модам. Это приводит к дополнительному искажению распределения поля в раскрыве по сравнению с распределением поля волны типа  $H_{10}$ . Так как высшие волноводные моды обладают волновым сопротивлением, отличным от волнового сопротивления свободного пространства, их наличие приводит к увеличению погрешностей измерений. Уровни погрешностей измерений, связанных с высшими волноводными модами, которые возбуждаются в рупоре, зависят от частоты и качества изготовления рупора. Для уменьшения влияния высших мод на точность измерений необходимо использовать в рупоре радиопоглощающие материалы или покрытия, как это сделано в предлагаемом портативном измерителе KO, а также описано в [9].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена практическая реализация перспективного портативного измерителя КО покрытий на базе рефлектометра R140 и модифицированной рупорной антенны. Проведены сравнительные измерения в диапазоне 7...13 ГГц частотных зависимостей КО на металлической подложке образцов радиопоглощающих материалов и покрытий двумя различными способами: с помощью традиционного портативного измерителя КО покрытий на базе ВАЦ Anritsu MS2028С и с помощью перспективного измерителя на базе рефлектометра. Кроме того, измеренные частотные зависимости сравнивали с результатами измерений КО тех же образцов, которые были получены в свободном пространстве на аттестованном стационарном стенде с нормированными метрологическими



**Рис. 9.** Распределение амплитуды (а) и фазы по модулю (б) электрического поля  $E_y$  в раскрыве рупора длиной 60 см, вычисленное методом интегральных уравнений, при частоте 12 ГГц.

характеристиками. Определена эффективная система калибровки измерителя KO, а также геометрические параметры его антенного зонда, при которых обеспечиваются высокоточные измерения при значениях KO от 0 до -40 дБ в диапазоне частот от 8 до 12 ГГц.

В результате можно сделать заключение, что предлагаемый вариант перспективного измерителя КО покрытий на основе рефлектометра имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с традиционным техническим решением, в котором используется мобильный ВАЦ: более широкий частотный и динамический диапазоны измерения КО;

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

меньшие эксплуатационные расходы, связанные с отсутствием необходимости использования фазостабильных высокочастотных кабелей; более низкая итоговая стоимость реализации.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Басков К.М., Бобков Н.И., Краснолобов И.И., Семененко В.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 4. http://jre.cplire.ru/jre/apr13/9/text.html
- Schultz J.W., Maloney J.G., Cummings-Maloney K. et al. // 14th Int. Symp. on Nondestructive Characterization of Materials (NDCM 2015). Marina Del Rey (CA, USA), 2015. P. 116.

- 3. Schultz J.W. Microwave J. 2017. V. 60. № 8. P. 66.
- 4. Семененко В.Н., Чистяев В.А., Политико А.А., Басков К.М. // Измерит. техника. 2019. № 2. С. 55.
- 5. Андронов Е.В., Глазов Г.Н. Теоретический аппарат измерений на СВЧ: Т.1. Методы измерений на СВЧ. Томск: ТМЛ-Пресс, 2010.
- 6. *Хибель М.* Основы векторного анализа цепей. 2-е изд. / Пер. с англ. М.: ИД МЭИ, 2018.
- Дансмор Джоэль П. Настольная книга инженера. Измерения параметров СВЧ-устройств с использованием передовых методик векторного анализа цепей. М: ТЕХНОСФЕРА, 2018.
- 8. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антеннофидерные устройства. М.: Сов. радио, 1974.
- 9. Амчиславский Ю.А., Купцов И.М., Булычев Е.В. // Журн. радиоэлектроники. 2019. № 10. http://jre.cplire.ru/jre/oct19/10/text.pdf

950

### ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

## ВОЛНЫ В ДИАГОНАЛЬНО-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЕВG-ВОЛНОВОДАХ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ С КВАДРАТНОЙ СЕТКОЙ

© 2020 г. С. Е. Банков<sup>а, \*</sup>, В. И. Калиничев<sup>а</sup>, Е. В. Фролова<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация \*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.01.2020 г. После доработки 14.01.2020 г. Принята к публикации 29.01.2020 г.

Исследованы EBG-волноводы в электромагнитном кристалле в виде двумерно-периодической решетки металлических цилиндров, расположенных между проводящими экранами. Получены дисперсионные характеристики волноводов, образованных удалением одного, двух и трех рядов цилиндров вдоль диагонали кристалла с квадратной сеткой. В результате анализа частотной дисперсии основных волноводных мод и собственных волн однородного кристалла определены факторы, ограничивающие полосы рабочих частот волноводов, а также получены оптимальные с точки зрения диапазонных свойств параметры решетки. Проведено сравнение характеристик волноводов, ориентированных вдоль диагонали кристаллической решетки, с аналогичными характеристиками волноводов, образованных вдоль главных осей в кристаллах с квадратной сеткой.

DOI: 10.31857/S0033849420090016

#### введение

В настоящее время большое внимание уделяется метаматериалам в виде периодических структур – метакристаллам, или искусственным кристаллам, характеризующимся упорядоченным расположением частиц (элементов) в узлах решетки. Среди метакристаллов наибольшее распространение в оптическом диапазоне получили PBG (photonic bandgap) структуры, или фотонные кристаллы [1, 2], а в микроволновом и СВЧ-диапазонах – EBG (electromagnetic bandgap) структуры, называемые также электромагнитные кристаллы (ЭМК) [3, 4]. Один из видов двумерных ЭМК – периодические структуры, расположенные между двумя металлическими экранами, которые формируют плоский волновод. Создавая дефекты в кристаллах путем удаления определенных элементов из решетки, можно формировать волноведущие каналы и на их основе реализовывать широкий спектр функциональных элементов и устройств, таких как волноводные сочленения, изгибы волноводов, делители мощности и т.д. [3-11].

Частотные свойства образованных таким образом волноводных устройств зависят от вида ЭМК и его элементов, типа сетки, образующей узлы решетки, количества рядов удаленных элементов и параметров решетки.

В микроволновом диапазоне для создания EBG-кристаллов широко применяются планарные волноводы в виде металлизированных диэлектрических подложек с относительно высокими значениями диэлектрической проницаемости [5–9]. Элементами решетки служат металлизированные или неметаллизированные отверстия в подложке. Наиболее подходящей для изготовления таких структур, а также интегрированных с ними возбуждающих микрополосковых линий является печатная технология.

В СВЧ-диапазоне в качестве элементов ЭМК, как правило, используются металлические цилиндры и стержни [4, 10–12], а возбуждение волноводных каналов осуществляется стандартными металлическими волноводами [10, 11].

Для реализации волноводных устройств на основе ЭМК применяются в основном решетки с квадратной [5, 10–12] и треугольной [6–8] сетками, а также их сочетание в одном устройстве [7, 8]. В большинстве опубликованных работ [5–10] рассмотрены волноводы, образованные удалением из решетки ЭМК одного ряда элементов.

При проектировании и выборе диапазона рабочих частот EBG-волноводов в работах [1, 2, 5—9] был использован подход, основанный на анализе дисперсионной диаграммы Бриллюэна однородного EBG-кристалла. Это позволяет определить полосу частот, которая соответствует его запрещенной зоне. Параметры волновода в кристалле выбирают так, чтобы его рабочая полоса находилась внутри этой запрещенной зоны. Дисперсионные характеристики волноводов были иссле-



Рис. 1. Однородный ЭМК (а) и ЕВС-волноводы на его основе: однорядный (б), двухрядный (в), трехрядный (г).

дованы или в режиме собственных волн [12], или в режиме возбуждения [10, 11].

В работе [12] детально исследованы дисперсионные характеристики волноводов в ЭМК в виде решетки металлических цилиндров с квадратной сеткой, образованных удалением одного, двух, трех рядов цилиндров, ориентированных вдоль главных осей крсталла. Проанализированы факторы, ограничивающие одномодовый режим таких волноводов. Показано, что полоса рабочих частот EBG-волноводов может ограничиваться не только нижними критическими частотами однородного кристалла и ближайших волноводных мод, но и нижней границей запрещенной зоны основной волноводной моды, т.е. ее верхней критической частотой, выше которой она перестает распространяться.

Данная работа продолжает исследования, приведенные в [12]. Здесь мы рассматриваем волноводы, ориентированные вдоль диагонали решетки металлических цилиндров с квадратной сеткой. Для анализа частотных свойств волноводов применялся подход, описанный в [4, 12]. При вычислении дисперсионных характеристик волноводных мод и собственных волн однородного кристалла использовался режим расчета собственных значений и функций в программе ANSYS HFSS (https:// www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss).

Цель работы состоит в том, чтобы на основе анализа дисперсионных характеристик определить факторы, влияющие на диапазон рабочих частот исследуемых волноводов (однорядных, двухрядных, трехрядных), и найти оптимальные параметры решетки, обеспечивающие максимальные полосы одномодового режима работытаких волноводов.

#### 1. СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА И ЕВG-ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрим ЭМК в виде двумерно-периодической решетки металлических цилиндров с квадратной сеткой, заключенных между двумя идеально проводящими экранами (рис. 1а). Введем следующие обозначения: P — период решетки вдоль обеих главных осей кристалла, D — диаметр цилиндров, h — расстояние между экранами и высота цилиндров.

Исследуем волноводы, образованные удалением одного (M = 1), двух (M = 2) и трех (M = 3) рядов цилиндров вдоль диагонали решетки (вдоль оси 0x на рис. 16–1г).

Для получения дисперсионных характеристик волноводных каналов, изображенных на рис. 16-1г. необходимо в каждом из волноводов выделить ячейку, соответствующую одному периоду волноводного канала в направлении распространения волны (вдоль оси 0x) и использовать периодические граничные условия на паре противоположных граней ячейки (параллельных плоскости ZY) [12]. Задавая различные сдвиги фазы между гранями на длине периода, можно определить соответствующие им резонансные частоты эквивалентного резонатора, образованного объемом ячейки. Так же как и в [12], для простоты моделирования ограничим волноводную структуру по ширине (вдоль оси 0*v*) конечным числом цилиндров и идеально-проводящими боковыми стенками. Модели ячеек однорядного, двухрядного и трехрядного волноводов с продольными размерами  $P_w = P\sqrt{2}$  изображены соответственно на рис. 2а–2в. Стенки волноводов в поперечных сечениях в каждой из моделей содержат по два цилиндра. Следует отметить, что в продольном направлении минимальные ячейки волноводов с диагональной ориентацией содержит три ряда цилиндров, в то время как в ячейке волноводов с осевой ориентацией можно ограничиться одним рядом элементов.

#### 2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН ЕВG-ВОЛНОВОДОВ

Для вычислений дисперсионных характеристик исследуемых волноводов в качестве примеров были использованы параметры кристаллической решетки: P = 12, D = 6 (M = 1); P = 8, D = 2.5(M = 2); P = 6, D = 2 (M = 3), h = 10, совпадающие с соответствующими параметрами EBG-волноводов, ориентированных вдоль главных осей кристалла с квадратной сеткой, исследованных в [12]. Здесь и далее все геометрические параметры даны в миллиметрах.

При расчетах был задан поиск четырех волноводных мод (четырех наименьших частот), сдвиг фазы  $\Delta \phi$  менялся в интервале ( $-\pi, \pi$ ). Определение типа волны, соответствующего каждой из найденных резонансных частот, проводилось на основе анализа структуры поля в ячейке волновода и направления вектора Пойнтинга в волноводе. Фазовые постоянные волноводных мод определяли из соотношения  $\beta = -\Delta \phi / \overline{P}$ , где  $\overline{P}$  – период соответствующей волноводной структуры. Для однорядного (см. рис. 2а) и трехрядного волноводов (см. рис. 2в) период волноводной структуры  $\overline{P}$  равен периоду ячейки  $P_w = P\sqrt{2}$ . Особенностью двухрядного волноводного канала (см. рис. 1в, 2б), а



**Рис. 2.** Единичные ячейки EBG-волноводов: однорядного (а), двухрядного (б), трехрядного (в).

также всех волноводов, образующихся удалением четного числа рядов цилиндров вдоль диагонали квадратной сетки, в отличие от однорядного и трехрядного, является отсутствие симметрии бо-ковых стенок волновода относительно продольной плоскости XZ.

Анализ структуры поля в волноводах этого вида показывает, что направление вектора Пойнтинга волны меняется относительно оси волновода на каждом периоде волноводного канала, что сопровождается замедлением волны. В режиме расчета



**Рис.** 3. Дисперсионные характеристики основной моды (1, 1'), высшей моды по ширине (2, 2') и собственной волны однородного кристалла (пунктир) – однорядного (а), двухрядного (б), трехрядного волноводов (в). Ветви 1, 1' и 2, 2' разделены запрещенными зонами.

собственных волн (eigenmode) на границах полосы прозрачности волноводной моды групповая скорость волны должна равняться нулю. Если в однорядном и трехрядном волноводах границам полосы прозрачности соответствуют значения фазового сдвига  $\Delta \phi = 0$  и  $\Delta \phi = \pm \pi$ , то в двухрядном волноводе интервал сдвига фазы, соответствующий частотному диапазону существования первой моды волновода,  $\Delta \phi_{max}$  превышает значение  $\pi$ . В этом случае можно ввести коэффициент *U* как отношение  $\Delta \phi_{max}/\pi$ , а за период волноведущей структуры следует принять величину  $\overline{P} = UP_w$ .

Для универсальности дисперсионных характеристик относительно параметра решетки *P* целесообразно представить частотные зависимости фазовых постоянных в нормированных координатах  $kP/\pi - |\beta| \overline{P}/\pi$ , где  $kP/\pi - 6$ езразмерный параметр, пропорциональный частоте (k – волновое число свободного пространства), а  $|\beta| \overline{P}/\pi$  – модуль фазовой постоянной, нормированный на период волноводной структуры  $\overline{P}$ . Для однорядного и трехрядного волноводов период волноводной структуры совпадает с периодом волновода вдоль оси  $0x \ \overline{P} = P_w = P\sqrt{2}$ , для двухрядного – с периодом волны вдоль направления вектора Пойнтинга  $\overline{P} = UP_w$ .

На рис. 3а-3в представлены рассчитанные нормированные дисперсионные характеристики двух первых мод исследуемых волноводов - основной (кривые 1) и высшей по ширине (кривые 2). Как видно из рисунков, дисперсионные характеристики основного типа волноводной моды в исследованном диапазоне частот состоят из двух ветвей (кривые 1, 1'), разделенных запрещенной зоной, в которой основная волна не распространяется. На частотах, соответствующих границам этой полосы, групповая скорость волны равна нулю. Для двухрядного волновода в рассматриваемом диапазоне частот (см. рис. 3б) кривая 2, характеризующая дисперсию высшего по ширине типа волны, так же как и кривая 1, состоит из двух разделенных запрешенной зоной ветвей (2 и 2'). Коэффициент замедления в двухрядном волноводе Идля данного примера (P = 8, D = 2.5) равен величине 1.26, а его зависимость от относительного диаметра цилиндров, полученная при расчетах, приведена на рис. 4.

Кроме дисперсионных характеристик первых двух волноводных мод на рис. За–Зв пунктирной кривой показана частотная дисперсия собственной волны однородной двумерно-периодической решетки с диагональной сеткой в полосе ее прозрачности в координатах  $kP/\pi - |\beta| P_l/\pi$ , где  $P_l$  – период единичной ячейки, соответствующий распространению волны вдоль диагонали ЭМК. Следует отметить, что при расчете дисперсион-

ной характеристики однородного кристалла была выбрана модель ячейки, состоящая из одного цилиндра. Для моделирования распространения волны вдоль диагонали кристалла задавался сдвиг фаз  $\Delta \phi = 0...\pi$  между противоположными гранями ячейки одновременно вдоль обеих осей (0x, 0y), а при нормировке фазовой постоянной использовалась величина периода ячейки кристалла  $P_I = P\sqrt{2}/2$ .

Анализ представленных на рис. 3 дисперсионных характеристик позволяет определить факторы, ограничивающие полосы частот одномодового режима EBG-волноводов.

Как видно из рис. За, для выбранного в данном примере значения D/P = 0.5 полоса частот однорядного волновода определяется дисперсионной характеристикой основной моды волновода. Снизу она ограничивается критической частотой, сверху — нижней границей запрещенной зоны для данной моды.

В двухрядном волноводе для обоих типов волн — основного и высшего по ширине — в рассматриваемом диапазоне частот характерно наличие общей запрещенной зоны (см. рис. 3б). При этом нижняя граница запрещенной зоны находится выше критической частоты второй моды, следовательно, для данного значения D/P = 0.3125 (P = 8, D = 2.5) полоса рабочих частот волновода ограничивается сверху критической частотой высшей по ширине моды.

Дисперсионные характеристики трехрядного волновода, изображенные на рис. Зв, имеют вид, аналогичный характеристикам однорядного волновода, при этом запрещенная зона, как и следовало ожидать, сужается. Для заданного отношения D/P = 1/3 критическая частота высшей по ширине моды лежит левее нижней границы запрещенной зоны основной моды, следовательно, рабочая полоса частот одномодового режима волновода и в этом случае ограничивается сверху критической частотой высшей по ширине моды EBG-волновода.

Представление дисперсионных характеристик в нормированных координатах позволяет применить полученные результаты к анализу дисперсионных характеристик волноводов в решетке с произвольным значением периода P (при постоянном отношении диаметра цилиндров к периоду решетки D/P).

Для полного описания дисперсионных характеристик с учетом еще одного параметра решетки диаметра цилиндров D — были рассчитаны зависимости критических частот волноводных мод от величины D/P. Результаты расчетов представлены на рис. 5а—5в в виде семейства кривых в координатах kP - D/P, где k — волновое число соответствующей критической частоты.



Рис. 4. Зависимость замедления волны в двухрядном волноводе от относительного диаметра цилиндров.

Как видно на рис. 5а, для всех значений D/P > 0.25 полоса однорядного волновода ограничивается сверху частотой запирания основной моды (кривая 3), соответствующей нижней границе запрещенной зоны. При этом при увеличении отношения D/P диапазон частот, в котором существует основная волноводная мода, уменьшается. При малых значениях относительного диаметра цилиндров (D/P < 0.25) верхняя граница полосы рабочих частот однорядного волновода определяется критической частотой собственной волны однородного кристалла (пунктирная кривая). На этих частотах кристалл "открывается" и стенки волновода становятся прозрачными.

Анализ зависимостей критических частот волноводных мод от относительного диаметра цилиндров D/P в двухрядном волноводе (см. рис. 5б) показывает, что для всех значений параметра D/P > 0.2рабочий диапазон частот двухрядного волноводного канала определяется критическими частотами основного и высшего по ширине типов волн (см. рис. 56, кривые 1 и 2 соответственно), так как граница запрещенной зоны основной моды лежит выше критической частоты второй моды. При малых значениях относительного диаметра цилиндров (*D*/*P* < 0.2) полосу частот волновода ограничивает критическая частота собственной волны однородного кристалла (пунктир). С ростом нормированного диаметра цилиндров решетки интервал частот между критической частотой высшей по ширине молы и частотой. на которой основная мода перестает распространяться, уменьшается и стремится к нулю.

В случае трехрядного волновода стенки волноводного канала, как видно из рис. 5в, непрозрачны при любом значении D/P на рассматриваемом интервале значений 0.1...0.8 и, следовательно, границы полосы рабочих частот определяются только ос-



**Рис. 5.** Зависимости нормированных критических частот волноводных мод  $f_1$  (кривая I),  $f_2$  (кривая 2),  $f_{1bg}$ (кривая 3) и собственной волны однородного кристалла  $f_l$  (пунктирная кривая) от относительного диаметра цилиндров в однорядном (а), двухрядном (б) и трехрядном волноводах (в).



**Рис. 6.** Зависимости нормированных центральных частот рабочих диапазонов от относительного диаметра цилиндров для волноводов, ориентированных вдоль диагонали (*1*–*3*) и вдоль главной оси (*4*–*6*) при M = 1 (*1*, *4*), 2 (*2*, *5*) и 3 (*3*, *6*).

новной и высшей по ширине модами волновода. На интервале значений 0.2 < D/P < 0.65 эта полоса ограничивается сверху критической частотой высшей по ширине моды, на интервале 0.65 < D/P < < 0.8 — верхней критической частотой основной моды.

#### 3. РАБОЧИЙ ДИАПАЗОН ВОЛНОВОДОВ

Обобщая данные о критических частотах собственных волн волноводов и однородного кристалла, представленные на рис. 5, получим зависимости центральной частоты и относительной полосы частот рабочего диапазона одномодового режима для каждого типа волноводов от параметров кристаллической решетки P и D/P. Как и в работе [12], определим максимальную F<sub>max</sub> и минимальную  $F_{\min}$  частоты диапазона рабочих частот:  $F_{\min}$  соответствует критической частоте основного типа волны  $f_1$ , а  $F_{\text{max}}$  равна минимальной из частот  $f_2$ ,  $f_{1bg}$  и  $f_{l}$ . На рис. 6 в нормированных координатах  $k_0 P - D/P$  представлены зависимости волновых чисел k<sub>0</sub>, соответствующих центральным частотам рабочих диапазонов волноводов  $f_0 = (F_{\text{max}} + F_{\text{min}})/2$  (сплошные кривые), на рис. 7 – зависимости относительной полосы частот  $F_{\text{max}}/F_{\text{min}}$  от величины D/P (также сплошные кривые); на обоих рисунках кривые 1, 2, 3 – для одно-, двух- и трехрядного волноволов.

Как видно из рис. 7, на интервале значений 0.1 < D/P < 0.8 существуют максимумы относительной полосы рабочих диапазонов волноводов. В частности, для однорядного волновода максимум



**Рис.** 7. Зависимости относительной полосы частот  $F_{\text{max}}/F_{\text{min}}$  от относительного диаметра цилиндров для волноводов, ориентированных вдоль диагонали (*I*-3) и вдоль главной оси (*4*-6) при M = 1 (*1*, *4*), 2 (*2*, 5) и 3 (*3*, 6).

 $F_{\text{max}}/F_{\text{mi}} = 1.38$  наблюдается при значении D/P = 0.25. Исходя из этой величины определим оптимальные параметры кристаллической решетки для однорядного волновода на центральной частоте диапазона рабочих частот 10 ГГц. В соответствии с рис. 6 при D/P = 0.25 величина  $k_0P = 2.25$ , отсюда следует, что оптимальный период решетки равен P = 10.63, а соответствующий диаметр цилиндров D = 2.67. Для двух- и трехрядных волноводов максимум достигается при больших значениях относительного диаметра цилиндров.

Представляет интерес сопоставление полученных данных о частотных свойствах EBG-волноводов, ориентированных вдоль диагонали кристаллической решетки, с результатами, приведенными в [12], для волноводов, образованных вдоль главных осей кристалла, с целью оценки возможности использования волноводов этих видов в одной решетке для реализации различных устройств в совмещенной полосе частот. На рис. 6, 7 представлены для сравнения зависимости волновых чисел, соответствующих центральным частотам (см. рис. 6, кривые 4-6), и относительных полос рабочих диапазонов (см. рис. 7) волноводов, ориентированных вдоль главных осей ЭМК. Как видно из рис. 6, центральные частоты рабочих диапазонов волноводов (кривые 3 и 5) практически совпадают на всем интервале значений D/P, следовательно, наилучшими характеристиками обладает объединение двухрядного волновода, ориентированного вдоль главной оси, и трехрядного, образованного удалением цилиндров вдоль диагонали кристалла.

При относительном диаметре цилиндров, например, D/P = 0.45, значение  $k_0P$  для этих двух типов волноводов равно величине 1.7. Задавая центральную частоту диапазона  $f_0 = 10$  ГГц, можно определить параметры общей решетки: период P = 8.12 и диаметр цилиндров D = 3.65. При этом относительная полоса рабочих частот  $F_{\rm max}/F_{\rm min}$  определяется меньшей из полос двух волноводов, а именно полосой волновода, ориентированного вдоль диагонали, и равна величине 1.97.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов анализа полученных дисперсионных характеристик EBG-волноводов в решетке металлических цилиндров можно сделать следующие выводы.

1. Полосы рабочих частот волноводов с различной ориентацией в решетке ЭМК с квадратной сеткой (вдоль диагонали и вдоль главных осей) определяются не только нижними критическими частотами собственной волны кристалла и двух волноводных мод (основной и высшей по ширине), а могут также ограничиваться нижней границей запрещенной зоны для основной моды волновода.

2. В однорядных волноводах (как с диагональной, так и с осевой ориентацией) существует оптимальное отношение диаметра цилиндров к периоду решетки, при котором достигается максимум относительной полосы рабочих частот волновода (D/P == 0.25 - для диагонального и D/P = 0.45 - для осевого волновода). При этом максимальное значение относительной полосы частот однорядного волновода, ориентированного вдоль диагонали квадратной сетки, равно величине 1.38, что значительно меньше величины 1.96 для осевого волновода. При совмещении однорядного осевого и двухрядного лиагонального волноводных каналов в решетке с оптимальными параметрами на центральной частоте 10 ГГц (D = 12.58, P = 5.66) относительная полоса частот снижается от величины 1.96 до 1.38.

3. При использовании осевого и диагонального волноводных каналов в ЭМК с фиксированными параметрами решетки для построения различных СВЧ-устройств (изгибов волноводов, делителей мощности и т.д.) наилучшими характеристиками в совмещенном диапазоне частот обладают осевой двухрядный и диагональный трехрядный волноводные каналы. Так, например, в решетке с квадратной сеткой с оптимальными параметрами P = 8.12, D = 3.65 (D/P = 0.45) совмещенный диапазон рабочих частот этих волноводов на центральной частоте 10 ГГц характеризуется значением относительной полосы частот 1.97.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Joannopoulus J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton: Princeton Univ. Press, 2008.
- Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer-Verlag, 2005.
- Rahmat-Samii Y., Mosallaei H. // 11th Intern. Conf. on Antennas and Propagation, Manchester, 17–20 April 2001. P. 560.
- 4. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
- 5. Gonzalo R., Ederra I., Martínez B., De Maagt P. // Electronic Lett. 2005. V. 41. № 7. P. 421.

- Abdo Y.S.E., Chaharmir M.R., Shaker J., Antar Y.M.M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2010. V. 9. № 3. P. 167.
- Abdo Y.S.E., Chaharmir M.R., Shaker J., Antar Y.M.M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2010. V. 9. № 10. P. 1002.
- 8. *Grine F., Djerafi T., Benhabiles M.T., Riabi M.L. //* IEEE Radio and Wireless Symp. (RWS). Orlando, 20–23 Jan. 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 8714324.
- Ebrahimpouri M., Quevedo-Teruel O., Rajo-Iglesias E. // Proc. 11th Europ. Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP). Paris, 19–24 Mar. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 1658.
- Bankov S., Duplenkova M., Kaloshin V. // Proc. 13th Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET). Kyiv, 6–8 Sept. 2010. N.Y.: IEEE, 2010. P. 5611359.
- Akhiyarov V.V. // Proc. 23rd Int. Crimean Conf. "Microwave & Telecommunication Technology". Sevastopol, 8–14 Sept. 2013. N.Y.: IEEE, 2013. P. 760.
- Банков С.Е., Калиничев В.И. Фролова Е.В. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 852.

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 10, с. 959-966

### ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 551.465;551.521

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПУТНИКОВЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СВЧ-ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИ РАЗВИТИИ ТРОПИЧЕСКИХ УРАГАНОВ

© 2020 г. А. Г. Гранков<sup>а, \*</sup>, А. А. Мильшин<sup>а</sup>, Е. П. Новичихин<sup>а</sup>, Н. К. Шелобанова<sup>а</sup>

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

\**E-mail: agrankov@inbox.ru* Поступила в редакцию 12.08.2019 г. После доработки 20.04.2020 г. Принята к публикации 25.04.2020 г.

Приведены примеры использования данных спутниковых радиометрических СВЧ-измерений для анализа влагосодержания атмосферы при развитии тропических ураганов на начальных стадиях и распространении от районов зарождения, реакции системы океан—атмосфера на их приближение. Показана роль водяного пара атмосферы как количественного индикатора этих процессов.

DOI: 10.31857/S003384942009003X

#### введение

Благодаря наличию сильной спектральной линии 1.35 см (22.235 ГГц) резонансного поглощения радиоволн в водяном паре атмосферы ее общее влагосодержание (OBA) относится к числу параметров, жестко связанных с измеряемой с ИСЗ интенсивностью собственного СВЧ-излучения (яркостной температурой) системы океан атмосфера (COA).

Эффективность использования данного участка СВЧ-диапазона для оценки динамики ОВА и ее связи с тепловыми и излучательными СВЧ-характеристиками СОА подтверждена результатами совместного анализа данных метеорологических и аэрологических измерений в циклонических зонах Северной Атлантики, полученными в ходе судовых экспериментов НЬЮФАЭКС-88 и АТЛАНТЭКС-90 и данных синхронных измерений радиометра SSM/I спутника DMSP F08 [1, 2]. Выявлена чувствительность ОВА и яркостной температуры СОА на длине волны 1.35 см к появлению и развитию среднеширотных атлантических циклонов и четкая взаимосвязь с их важными энергетическими характеристиками — вертикальными турбулентными потоками явного и скрытого (латентного) тепла на поверхности океана и теплосодержанием (энтальпией) атмосферного пограничного слоя.

В последние годы появился ряд публикаций, свидетельствующих об актуализации темы использования спутниковых радиометрических СВЧ-методов для анализа роли атмосферного водяного пара в генезисе и развитии циклонов в тропических широтах океана — тропических ураганов (ТУ) [3–7]. Так, в [3, 4] исследована связь спутниковых СВЧ-радиометрических оценок ОВА с тропическим циклогенезом в акваториях Мирового океана, в [5] рассмотрена роль тропосферных адвективных потоков скрытого тепла, сосредоточенного в водяном паре, в интенсификации ТУ, в [6, 7] показана возможность оценивания скорости переноса водяного пара и локализции источников тепловой энергии с помощью радиометрических СВЧ-методов.

В данной работе рассмотрены возможности использования данных спутниковых измерений яркостной температуры СОА в спектральной области поглощения радиоволн в водяном паре атмосферы для оценки динамики OBA в зонах активности ТУ. Приведены примеры, показывающие роль водяного пара атмосферы как количественного индикатора развития тропических образований на начальных стадиях (тропическая депрессия, тропический шторм), пространственно-временной динамики распространения ураганов в океане и их трансформации, а также реакции СОА на приближение ТУ. Полученные результаты могут служить основой для построения простых методов, позволяющих проводить экспресс-анализ динамики ТУ, не требующих привлечения трудоемких вычислительных процедур и больших массивов спутниковых данных.

В работе получила дальнейшее развитие тематика исследований, начатых в ИРЭ РАН в 2008 г. в рамках гранта МНТЦ 03827 "Разработка технологий диагностики зарождения тропических ураганов в океане на основе методов дистанционного зондирования".

Источниками информации об излучательных СВЧ-характеристиках поверхности океана и атмосферы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн здесь служат данные многолетних измерений семиканальным четырехчастотным радиометром SSM/I (Scanning Sensor Microwave Imager [8]) метеорологических спутников DMSP и 12-канальным шестичастотным радиометром AMSR-E (Advanced Microwave Scanning Radiometer [9]) океанографического спутника EOS Aqua, обеспечивающими полный обзор Земли за трое суток, а неполный – за одни сутки.

Нами использованы современные архивы данных спутниковых измерений над Мировым океаном:

 NSIDC (National Snow & Ice Data Center) – значения яркостной температуры и результаты тематической обработки данных измерений радиометра AMSR-Е спутника EOS Aqua;

 RSS (Remote Sensing Systems) — результаты тематической обработки данных измерений радиометров SSM/I и SSMIS спутников DMSP, радиометра AMSR-Е спутника EOS Aqua;

– HURSAT (данные National Climatic Data Center) – значения яркостной температуры, измеренные радиометрами SSM/I спутников DMSP в циклонически активных областях океана.

Данные измерений представлены в виде сеточных значений для квадратов 0.25° × 0.25° с суточным разрешением. Привлечены архивные материалы для ряда наиболее сильных в истории наблюдений ураганов, достигших наивысших, 4-й и 5-й категорий по шкале Саффира—Симпсона, что позволило получить отчетливые представления о динамике и взаимосвязи метеорологических и СВЧ-излучательных характеристик на различных стадиях развития ТУ.

#### 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ДЛЯ АНАЛИЗА ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПО СПУТНИКОВЫМ СВЧ-РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

При наблюдении с ИСЗ для расчета излучательных характеристик СОА используется плоскослоистая модель излучения, согласно которой яркостная температура (ЯТ)  $T^{\text{м}}$  при наблюдении в надир с высоты H слагается из трех компонентов [10]:

$$T^{\mathfrak{s}} = T_1^{\mathfrak{s}} + T_2^{\mathfrak{s}} + T_3^{\mathfrak{s}}, \tag{1}$$

$$T_1^{\mathfrak{n}} = T_{\mathfrak{n}}^{\mathfrak{n}} \exp\left(-\tau\right)$$

- ЯТ излучения поверхности океана, ослабленного атмосферой (величина  $T_{\Pi}^{s}$  пропорциональна коэффициенту излучения водной поверхности к и ее термодинамической температуре  $T_{\Pi} (T_{\Pi}^{s} = \kappa T_{\Pi}))$ ,

$$T_2^{a} = \int_0^H T_a(h) \exp[t(h) - t(H)] dh$$

- ЯТ восходящего излучения атмосферы;

$$T_3^{s} = \exp[-t(H)]R \int_0^H T_a(h) \exp[-t(h)]dh$$

- ЯТ нисходящего излучения атмосферы, переотраженного водной поверхностью;  $T_{\rm a}(h)$  – термодинамическая температура атмосферы на уровне h;

 $\tau(h) = \int_{0}^{h} \gamma(h') dh'$  — интегральное поглощение излучения в атмосфере, определяемое погонным поглощением  $\gamma_{\Sigma}$  и толщиной слоя *h*' отсчитываемого от поверхности океана (*h*' = 0); *R* — коэффициент отражения нисходящего излучения атмосферы от водной поверхности.

Модель (1) легко распространяется на случай наблюдения поверхности океана под произвольным углом  $\theta$  с помощью корректирующего множителя sec $\theta$ , учитывающего влияние оптической толщины атмосферы на интегральное поглощение  $\tau$ .

Коэффициент излучения к и коэффициент отражения *R* зависят от термодинамической температуры его поверхности и от степени ее шероховатости и интенсивности пенообразований, которые связаны со скоростью приводного ветра. Яркостная температура прямой и отраженной компонент атмосферы на сантиметровых и миллиметровых волнах определяется поглошением радиоволн в водяном паре и молекулярном кислороде атмосферы, которое зависит от температуры и влажности воздуха и характеристик их вертикального распределения, а также от водозапаса облаков и интенсивности осадков [10]. В дальнейшем модель (1) получила развитие в работе [11], где благодаря значительному объему накопленных натурных данных об излучательных характеристиках СОА в различных гидрометеорологических условиях была обоснована возможность ее использования в широком диапазоне изменения скорости приводного ветра, водозапаса облаков и интенсивности осадков.

Водяной пар, в котором сосредоточена значительная часть тепловой энергии атмосферы, играет важную роль в ее тепловом взаимодействии с поверхностью океана как физическая субстанция, а его общее влагосодержание, тесно связанное с яркостной температурой СОА в спектральной линии 1.35 см и ее окрестности, чувствительно к тепловым процессам в так называемых энергоактивных зонах океана (штормовых зонах, фронталь-



**Рис. 1.** Рост величины OBA при развитии урагана Charley по данным радиометра AMSR-E (август 2004 г.): а – на стадии тропической депрессии (в точке траектории урагана 12.2° с.ш., 63.2° з.д.); б – на стадии морского шторма (в точке 15.6° с.ш., 71.8° з.д.).

ных зонах, зонах смешения теплых и холодных течений), в том числе и его циклонических областях [1, 2, 12].

В дальнейшем в центре нашего внимания будет находиться изменчивость именно этой характеристики атмосферы на различных стадиях зарождения, распространения и трансформации тропических образований (от тропической депрессии до тропического шторма и урагана).

#### 2. РАЗВИТИЕ ТРОПИЧЕСКИХ УРАГАНОВ НА НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ

Исходным материалом для данного раздела послужили синоптические истории возникновения и развития ТУ Charley и Katrina [13, 14].

Ураган Charley зародился в августе 2004 г. в Атлантике, набрал силу в Карибском море и Мексиканском заливе и впоследствии обрушился на полуостров Флорида [13].

Выполнен анализ временной изменчивости общего влагосодержания атмосферы на начальных стадиях развития урагана Charley. Были проанализированы ежесуточные, усредненные по квадратам  $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$  данные об OBA (архив NSIDC), полученные с помощью радиометра AMSR-Е спутника EOS Aqua. На их основе были построены зависимости величины OBA от времени для различных точек траектории урагана Charley в Карибском море на стадиях тропической депрессии и морского шторма (рис. 1). Как видно из рисунка, развитие урагана Charley на каждой стадии сопровождается нарастанием общего содержания водяного пара.

Сами значения ЯТ, измеряемые со спутников в спектральной области поглощения излучения в водяном паре атмосферы, благодаря их тесной

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

связи с влажностными характеристиками атмосферы также могут служить количественными характеристиками тропических образований на начальных стадиях.

На рис. 2 представлен пример прямого использования спутниковых измерений в спектральной области резонансного поглощения собственного излучения СОА в водяном паре атмосферы для обнаружения на ранней стадии (тропическая депрессия) ТУ Katrina в районе Багамских островов 21.5°...25° с.ш., 73.5°...76° з.д. в августе 2005 г. Представленные результаты получены на основе данных глобального обзора Мирового океана радиометрами SSM/I спутников DMSP F13, F14, F15 на длине волны 1.35 см (архив HURSAT).



Рис. 2. Яркостная температура СОА, измеренная каналом радиометра SSM/I (22.235 ГГц, вертикальная поляризация) в области зарождения урагана Katrina 23 августа 2005 г.



**Рис. 3.** Траектория распространения урагана Katrina от района его зарождения: цифры около темных точек – дни августа 2005 г. [14]. Светлые точки – полуденные часы суток. Цифры на стрелках – атмосферное давление в миллибарах.

Рисунок демонстрирует возможность пространственной локализации тропического образования Katrina на стадии тропической депрессии по данным измерений яркостной температуры СОА на длине волны 1.35 см.

#### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ТРАНСФОРМАЦИЯ ТРОПИЧЕСКИХ УРАГАНОВ

Исследована связь динамики распространения и трансформации ТУ с пространственно-временной изменчивостью следующих характеристик СОА:

– яркостная температура в спектральной области поглощения радиоволн в водяном паре атмосферы на длинах волн 1.26 см (23.8 ГГц) и 1.6 см (18.7 ГГц) на вертикальной (V) и горизонтальной (H) поляризациях (соответствуют каналам 23V, 23H и 18V, 18H радиометра AMSR-Е спутника EOS Aqua);



Рис. 4. Вариации ЯТ на длине волны 1.6 см на горизонтальной поляризации в различных точках урагана Katrina, измеренные в августе 2005 (архив NSIDC):  $a - 26^{\circ}$  с.ш.,  $78^{\circ}$  з.д.,  $6 - 25^{\circ}$  с.ш.,  $83^{\circ}$  з.д.,  $B - 27^{\circ}$  с.ш.,  $89^{\circ}$  з.д. [15].

 – общее содержание водяного пара в атмосфере (результаты обработки данных измерений радиометра AMSR-E).

Каналы радиометра AMSR-E 18V и 18H обладают высокой чувствительностью не только к влагосодержанию атмосферы, но и к скорости приводного ветра, величина которого кратно увеличивается в процессе формирования ураганов.

Выполнен анализ пространственно-временной изменчивости ЯТ, измеренной каналом 18Н радиометра AMSR-Е в Мексиканском заливе вдоль трассы распространения урагана Katrina от района его зарождения (Багамские острова) к южному побережью США (штат Луизиана) в период 24–30 августа 2005 г. (см. рис. 3), а его результаты представлены на рис. 4.



**Рис. 5.** Траектория распространения урагана Wilma от очага его зарождения: цифры около темных точек — дни октября 2005 г. [16]. Светлые точки — полуденные часы суток. Цифра на стрелке — атмосферное давление в миллибарах.

Появление урагана Katrina в той или иной области Мексиканского залива сопровождалось резким всплеском ЯТ на длине волны 1.6 см на горизонтальной поляризации (до 100...120 К 27– 28 августа), природа которых объясняется нарастанием водяного пара в атмосфере в моменты времени прихода циклона, а также усилением скорости приводного ветра. На длине волны 1.26 см, где яркостные контрасты СОА меньше зависят от состояния поверхности океана и обусловлены преимущественно вариациями OBA, пиковые значения ЯТ вдвое меньше.

Были проанализированы также данные, полученные для ТУ Wilma, сформировавшегося в октябре 2005 г. над Карибским морем, развернувшегося у юго-восточного побережья Южной Америки в сторону Мексиканского залива, пересекшего полуостров Флорида, продолжившего свой путь в водах Северной Атлантики вдоль восточного побережья США и потерявшего силу у Новой Шотландии (рис. 5), а результаты представлены на рис. 6. В этом случае маркером распространения урагана Wilma является величина OBA, определенная по данным AMSR-Е спутника EOS Aqua (суточные значения, усредненные по квадратам 0.25° × 0.25°, архив NSIDC).

Из рис. 6 видно, что появление урагана Wilma в той или иной области Мексиканского залива сопровождается всплеском OBA: на 35...40 кг/м<sup>2</sup> (Карибское море, 18 октября 00 ч) (рис. 6а), на





**Рис. 6.** Вариации OBA по данным измерений радиометра AMSR-Е в октябре 2005 г. (архив NSIDC) на трассе распространения урагана Wilma в Карибском море и Мексиканском заливе:  $a - 15.8^{\circ}$  с.ш.,  $79.9^{\circ}$  з.д.,  $6 - 19.1^{\circ}$  с.ш.,  $85.8^{\circ}$  з.д.,  $B - 24^{\circ}$  с.ш.,  $84.3^{\circ}$  з.д.

45...50 кг/м<sup>2</sup> (Карибское море, 21 октября 00 ч) (рис. 6б), на 60...65 кг/м<sup>2</sup> (Мексиканский залив, 24 октября 00 ч) (рис. 6в).

Приведенные на рис. 5 и 6 результаты позволяют качественно проиллюстрировать пространственно-временную динамику ОВА и получить приближенные оценки скорости переноса водяного пара вдоль траектории распространения ТУ. Из данных иллюстраций следует, например, что эта величина составляет для урагана Wilma в период 18–24 октября 2005 г. около 300 км/сут. Подобные оценки можно получить и на основе данных о временном положении пиков ЯТ в спектральной области поглощения собственного СВЧ-излучения СОА в водяном паре атмосферы. Например, из приведенных на рис. 3, 4 результа-



**Рис.** 7. Траектория и временная динамика распространения и транформации урагана Wilma над Карибским морем в октябре 2005 г. на различных стадиях: тропическая депрессия (1); тропический шторм (2, 3), ураган (4, 5), в прямоугольниках обозначена скорость ветра в морских узлах [16].

тов следует, что скорость переноса водяного пара вдоль траектории урагана Katrina составляет около 350 км/сут в период 25–27 августа 2005 г. и около 650 км/сут 27–29 августа 2005 г. Более точные оценки скорости переноса атмосферного водяного пара требуют привлечения более обширных массивов спутниковых данных и реализуются с помощью специальных вычислительных процедур [6].

Данные о пространственно-временном распределении интенсивности собственного СВЧ-излучения СОА в области резонансного поглощения излучения в водяном паре атмосферы позволяют судить не только о скорости нарастания интенсивности урагана Wilma вдоль трассы его распространения от района зарождения, но и о динамике расширения размеров охваченных им областей (рис. 7, 8). На рис. 8 иллюстрируется пространственно-временная изменчивость поля яркостной температуры COA, измеренной каналом 19V радиометра SSM/I в виде его поперечных (меридиональных) разрезов в области распространения тропического образования Wilma от очага зарождения и его трансформации из стадии тропической депрессии (15 октября 2005 г.) до урагана наивысшей силы (19-20 октября 2005 г.).

Из приведенных результатов видно, что переход тропического образования Wilma из одной



**Рис. 8.** Пространственные разрезы ЯТ в меридиональном поясе  $80^{\circ}-87^{\circ}$  з.д., измеренной спутниками DMSP в канале радиометра SSM/I (19.35 ГГц, вертикальная поляризация) (архив HURSAT) вдоль трассы распространения и трансформации урагана Wilma на различных стадиях: 1-15 окт., 23 ч 18 мин; 2-17 окт., 14 ч 29 мин, 3-18 окт., 1 ч 40 мин, 4-19 окт., 12 ч 14 мин, 5-20 окт., 12 ч 34 мин.

стадии в другую сопровождается ростом яркост-

#### ной температуры $T_{18V}^{\mathfrak{g}}$ от 20 до 50...55 К.

В этот период наблюдается также увеличение горизонтальных размеров урагана (судя по яркостным разрезам) от 1 до 4.3 град (от 110 до 475 км).

#### 4. РЕАКЦИЯ СИСТЕМЫ ОКЕАН–АТМОСФЕРА НА ПРИБЛИЖЕНИЕ ТРОПИЧЕСКИХ УРАГАНОВ

Изучение возмущений характеристик поверхности океана и атмосферы, обусловленных приближением ураганов может полезным, на наш взгляд, при поиске факторов, влияющих на зарождение циклонических областей.

Здесь рассмотрим результаты анализа изменчивости влагосодержания атмосферы и яркостной температуры COA по данным измерений радиометра AMSR-Е спутника EOS Aqua (архивы RSS) накануне прихода ТУ Katrina в районе станции SMKF1 (Sombrero Key) во Флоридском проливе Мексиканского залива (24.38° с.ш., 81.07° з.д.).

Наблюдается эффект аккумуляции водяного пара в атмосфере в период времени, предшествующий приближению урагана Katrina к станции SMKF1, который выражается в постоянном нарастании значений OBA, а также яркостной температуры COA на длине волны 1.26 см на вертикальной поляризации (канал 18V радиометра AMSR-E) (рис. 9). Аналогичный эффект отмеча-



**Рис. 9.** Приращения общего влагосодержания атмосферы (а) и яркостной температуры СОА на длине волны 1.26 см (вертикальная поляризация) (б) в период приближения урагана Katrina к станции SMKF1; пунктирные линии – аппроксимации оригинальных результатов полиномами 2-й степени [12].

ется и авторами [7], исследовавшими энергетические источники интенсификации ТУ Katrina на основе данных спутниковых радиометрических СВЧ-измерений.

Из рис. 9 следует, что в период времени, предшествующий приходу урагана Katrina в район станции SMKF1, наблюдается монотонное возрастание OBA — параметр Q увеличивается на 11 кг/м<sup>2</sup> (рис. 9а), а ЯТ СОА на длине волны 1.26 см — на 13 К (рис. 96).

Следует отметить, что результаты спутниковых и наземных радиометрических СВЧ-исследований временной динамики ОВА, проведенных в Голубой бухте Черного моря, указывают также на существование эффекта накопления водяного пара в атмосфере в предштормовых ситуациях, т.е. в периоды, предшествующие приходу интенсивных морских штормов [2, 12].

Учет данного эффекта может оказаться полезным при разработке методов прогнозирования темпов и сроков приближения тропических ураганов к той или иной области океана (побережья), где их появление регулярно и ожидаемо.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спутниковый мониторинг пространственновременной изменчивости общего содержания водяного пара в атмосфере в районах активности тропических ураганов указывает на его тесную связь с процессами нарастания и развития тропических ураганов на различных стадиях.

Анализ данных измерений яркостной температуры COA радиометров SSM/I спутника DMSP и AMSR-Е спутника EOS Aqua в области резонансного поглощения радиоволн в водяном паре атмосферы в районах активности тропических ураганов Wilma, Katrina, Charley свидетельствует о возможности использования общего влагосодержания атмосферы в качестве маркера для определения траектории распространения ураганов в океане, а также для оценки границ их влияния на близлежащие акватории.

Данный подход, основанный на наличии прямых, физически обусловленных связей между общим влагосодержанием атмосферы и яркостной температурой системы океан—атмосфера, не требуя привлечения больших массивов спутниковой информации и трудоемких вычислительных процедур и не претендуя на высокую точность количественных оценок, открывает перспективы выработки инструментария для экспресс-анализа развития тропических ураганов и качественного прогноза их эволюции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гранков А.Г., Мильшин А.А. Взаимосвязь радиоизлучения системы океан-атмосфера с тепловыми и динамическими процессами на границе раздела. М.: Физматлит, 2004.
- 2. Гранков А.Г., Маречек С.В., Мильшин А.А. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2013. № 1. URL: http://jre.cplire.ru/jre/jan13/9/text.pdf.
- 3. Покровская И.В., Шарков Е.А. // Исслед. Земли из космоса. 1996. № 6. С. 18.
- 4. Шарков Е.А., Шрамков Я.Н., Покровская И.В. // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 2. С. 73.
- 5. Ермаков Д.М., Шарков Е.А., Чернушич А.П. // Исслед. Земли из космоса. 2014. № 4. С. 3.
- 6. *Ermakov D.M., Sharkov E.A., Chernushich A.P.* // The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences ISPRS Archives. 2015. V. 40. № 7/W3. P. 179.
- Ермаков Д.М., Чернушич А.В., Шарков Е.А., Покровская И.В. // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 4. С. 47.

- 8. *Hollinger P.H., Peirce J.L., Poe G.A.* // IEEE Trans. 1990. V. GRS-28. № 5. P. 781.
- 9. *Kawanishi T., Sezai T., Ito et al.* // IEEE Trans. 2003. V. GRS-41. № 48. P. 173.
- 10. Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т. Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974.
- 11. Wentz F.J. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. № C3. P. 1892.
- 12. *Grankov A.G., Marechek S.V., Milshin A.A. et al.* Advances in Hurricane Research. Modelling, Meteorology, Preparedness and Impacts / Ed. by K. Hickey. Rieka: InTech Publ. House. 2012. P. 23.
- Pasch R.J., Daniel P., Brown D.P., Blake E.S. // Tropical cyclone report: Hurricane Charley, 9–14 August 2004. Miami: National Hurricane Center, 18 October 2004 (Revised 15 September 2011).
- Knabb R.D., Rhome J.R., Brown D.P. // Tropical cyclone report: Hurricane Katrina 23–30 August 2005. Miami: National Hurricane Center, 20 December 2005.
- 15. Гранков А.Г., Мильшин А.А., Новичихин Е.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. № 10. С. 711.
- Pasch R.J., Blake E.S., Cobb III H.D., Roberts D.P. Tropical cyclone report: Hurricane Wilma 15–25 October 2005. Miami: National Hurricane Center, 12 January 2006.

## \_\_\_\_\_ АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ \_\_\_\_ СИСТЕМЫ

УДК 621.396

## БОРТОВЫЕ КОНИЧЕСКИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

© 2020 г. Л. И. Пономарёв<sup>а, \*</sup>, А. А. Васин<sup>а, \*\*</sup>, О. В. Терёхин<sup>а</sup>, Л. С. Турко<sup>b</sup>

<sup>а</sup> Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Волоколамское шоссе, 4, Москва, 125993 Российская Федерация

<sup>b</sup>МНИИ "Агат", ул. Туполева, 2a, Жуковский Московской обл., 140185 Российская Федерация \*E-mail: mai4062@mail.ru \*\*E-mail: notna\_nisav@mail.ru Поступила в редакцию 07.05.2019 г. После доработки 06.03.2020 г. Принята к публикации 15.03.2020 г.

Приведен алгоритм и результаты анализа суммарно-разностных характеристик направленности бортовых конических антенных решеток из щелевых излучателей, расположенных на проводящей поверхности конуса. Показано, что максимальный коэффициент направленного действия таких антенн в режиме излучения и крутизна разностной диаграммы направленности (в *E*-плоскости) в режиме приема для остроконечных конусов могут значительно превышать аналогичные параметры эквивалентного плоского раскрыва.

DOI: 10.31857/S0033849420090107

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Антенные решетки (АР), располагаемые на конической поверхности летательного аппарата, позволяют существенно уменьшить объем носовой части, занимаемой непосредственно антенной, и отказаться от использования дорогостоящего обтекателя. Проведенные ранее исследования таких антенн (см., например, [1-5]), с одной стороны, продемонстрировали возможности их практической реализации, а с другой – поставили ряд задач, связанных с необходимостью разработки более адекватных алгоритмов моделирования, учета дифракционных эффектов на криволинейной поверхности конуса и определения оптимальной структуры излучателей и их возбуждения, обеспечивающих получение требуемых характеристик антенны. Так, до сих пор неясен вопрос о максимальном коэффициенте направленного действия (КНД) конической антенны и его зависимости от геометрии конуса и структуры излучателей. В частности, в [2] отмечалось, что максимальный КНД конической антенны не превышает КНД эквивалентного плоского раскрыва. Однако это заключение было сделано на основе приближенных методов анализа и требует дальнейшего изучения характеристик направленности конических антенн.

Современные численные методы решения электродинамических задач позволяют с высокой

степенью точности ответить на поставленные выше вопросы. В данной работе приводится один из наиболее удобных алгоритмов анализа характеристик конической AP, позволяющий не только определить оптимальные характеристики антенны, но и сформировать требования, предъявляемые к отдельным излучателям и их взаимному расположению.

Наиболее целесообразным типом излучателей для рассматриваемой антенны являются щелевые излучатели, расположенные на поверхности конуса. Такие излучатели обладают хорошей механической прочностью, хорошей аэродинамикой и возможностью работать в значительных интервалах перепада температуры. Поэтому нами были исследованы возможности антенных решеток, состоящих из щелевых излучателей и расположенных на проводящей конической поверхности, и проведено электродинамическое моделирование характеристик направленности таких антенн.

Рассмотрены предельные возможности по параметрам конической антенны с квазинепрерывным распределением возбуждения за счет использования элементарных щелевых излучателей и проведена оптимизация их расположения и возбуждения. Также исследованы возможности реализации этого оптимального возбуждения с помощью волноводно-щелевых антенных решеток (ВЩАР) различной конфигурации.



Рис. 1. Геометрия конуса (а) и его положение в выбранной системе координат (б).

## ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АР, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПРОВОДЯЩЕЙ КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим дифракцию плоской волны, падающей на проводящую коническую поверхность (бесконечную или конечную с высотой конуса *l* и углом при вершине  $\alpha$  (рис. 1а)). Пусть с направления ( $\theta$ ,  $\phi$ ) вдоль вектора  $\vec{p}_{\pi} = -\vec{r}_0$  на эту поверхность падает плоская волна с частотой  $\omega$  и с вектором электрического поля на поверхности конуса:

$$\vec{E}_{\pi}(\vec{r}_0) = E_{\pi} \left( \alpha_{\theta} \dot{\theta}_0 + \alpha_{\phi} \vec{\phi}_0 \right), \tag{1}$$

где  $\vec{r}_0$ ,  $\vec{\theta}_0$ ,  $\vec{\phi}_0$  – единичные векторы сферической системы координат;  $E_{\pi} = |\vec{E}_{\pi}(\vec{r}_0)|$  – комплексная амплитуда напряженности падающего электрического поля;  $\alpha_{\theta}$ ,  $\alpha_{\phi}$  – в общем случае комплексные коэффициенты, определяющие поляризацию падающего поля.

При дифракции падающего поля на конусе на его поверхности в произвольной точке P, совпадающей с точкой 2, возникает магнитное поле  $\vec{H}_{n}(P,\vec{r}_{0})$  вида

$$\vec{H}_{\pi}(P,\vec{r}_0) = \alpha_{\theta}\vec{H}_{\pi 1}(P,\vec{r}_0) + \alpha_{\phi}\vec{H}_{\pi 2}(P,\vec{r}_0), \qquad (2)$$

где  $\vec{H}_{n1}(P, \vec{r}_0)$  — составляющая напряженности полного магнитного поля в точке *P* при падении на конус только волны с направления  $\vec{r}_0$  с напряженностью  $\vec{E}_{n1}$ , а  $\vec{H}_{n2}(P,\vec{r}_0)$  – аналогичная составляющая поля только при падении волны с напряженностью  $\vec{E}_{n2}$ .

Наличие магнитного поля на поверхности конуса эквивалентно возбуждению на его поверхности поверхностных электрических токов  $\vec{\delta}^{e}(P)$ вида

$$\vec{\delta}^{e}(P, \vec{r}_{0}) = \left[\vec{n}_{0} \times \vec{H}_{\Pi}(P, \vec{r}_{0})\right] = \alpha_{\theta} \left[\vec{n}_{0} \times \vec{H}_{\Pi 1}(P, \vec{r}_{0})\right] + \alpha_{\phi} \left[\vec{n}_{0} \times \vec{H}_{\Pi 2}(P, \vec{r}_{0})\right] = (3)$$
$$= \alpha_{\theta} \vec{\delta}_{1}^{e}(P, \vec{r}_{0}) + \alpha_{\phi} \vec{\delta}_{2}^{e}(P, \vec{r}_{0}),$$

где  $\vec{n}_0$  — единичный вектор внешней к поверхности конуса нормали (рис. 16).

Рассмотрим теперь излучение конической антенны в режиме возбуждения. Пусть на поверхности конуса в произвольной точке 2 расположены щелевые излучатели, которые в режиме активного возбуждения создают на частоте  $\omega$  в точке 2 напряженность электрического поля  $\vec{E}_2(2)$  (см. рис. 16).

Предполагая, что источники — элементарные с линейным током *I*<sub>1</sub> вида

$$\vec{\delta}_{1}^{e} = I_{1} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{1}) \vec{\tau}_{01}, \qquad (4)$$

(*r*<sub>1</sub> – радиус-вектор точки источника 1), а также используя условие взаимности, в соответствии с интегральной формулировкой леммы Лоренца

при  $r \to \infty$  поле  $\vec{E}_2$  источника 2 в точке 1 определяем по соотношению

$$\vec{E}_{2}(1) = -\frac{\vec{\tau}_{01}}{p_{1}} \oint_{S_{a}} \left( \vec{\delta}_{1}^{e}(2) \vec{E}_{2}(2) \right) dS =$$

$$= -\vec{\tau}_{01} \oint_{S_{a}} \left( \frac{\vec{\delta}_{1}^{e}(2)}{E_{\pi}} \vec{E}_{2}(2) \right) dS,$$
(5)

где  $\vec{\tau}_{01}$  — единичный вектор ориентации поля  $\vec{E}_2(1)$ .

Соответственно, поле  $\vec{\tau}_{01}$  составляющей находим следующим образом:

$$E_{2}^{\tau}(1) = \left(\vec{E}_{2}(1)\vec{\tau}_{01}\right) = -\oint_{S_{a}} \left(\frac{\vec{\delta}_{1}^{e}(2)}{E_{\Pi}}\vec{E}_{2}(2)\right) dS.$$
(6)

В соотношениях (5), (6)  $\vec{\delta}_1^e(2)$  – поверхностная плотность электрического тока, возникающего на поверхности конуса при падении на конус поля от источника 1;  $\vec{E}_2(2)$  – напряженность электрического поля источников, расположенных на конусе, в режиме возбуждения;  $\vec{E}_2(1)$  – напряженность электрического поля в точке 1, излучаемого источниками, расположенными на конусе при  $r \rightarrow \infty$ .

Соотношения (5), (6) позволяют найти поле излучения и диаграммы направленности (ДН) произвольной антенны или AP, расположенных на поверхности конуса, с учетом дифракционных эффектов, если известно решение соответствующей дифракционной задачи, приведенное, например, в [6, 7] или полученное методами численного моделирования<sup>1</sup>. Подобный подход рассмотрен в [8, 9] и может быть использован для определения поля излучения как одиночной щели, так и системы щелей, расположенных на проводящей поверхности.

В первом приближении напряженность магнитного поля, а следовательно, и распределение поверхностных токов на проводящей конической поверхности можно найти как

$$\bar{H}_{\Pi}(P,\vec{r}_0) = 2\bar{H}_{\Pi a \pi}(P,\vec{r}_0), \tag{7}$$

где  $\vec{H}_{\text{пад}}(P, \vec{r}_0)$  — напряженность магнитного поля падающей плоской волны в точке *P*.

#### 2. ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ АР, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕГО КОНУСА

Воспользуемся приведенными выше соотношениями для оптимизации структуры AP и ее характеристик направленности применительно к следующей задаче: AP должна обладать максималь-

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

ным КНД в направлении оси конуса с возможностью формирования суммарно-разностной ДН в двух взаимно-ортогональных плоскостях. Пусть поляризация AP в направлении оси конуса выбирается линейной с вектором излучаемого поля  $\vec{E}(0,0)$ , направленным вдоль оси *Oy*.

Для решения задачи по выбору оптимальной структуры и оптимального возбуждения рассмотрим случай дифракции плоской волны, падающей на конус вдоль оси Oz, с вектором электрического поля  $\vec{\tau}_{01} = \vec{y}_0$ , т.е.  $\alpha_{\theta} = 0$ ,  $\alpha_{\phi} = 1$  в соотношении (1). Тогда напряженность электрического поля излучения конической антенны в направлении оси Oz определяется соотношением (5), и с учетом (6) получаем соотношение для поля основной поляризации:

$$E_{2}^{\text{och}}(r,0,0) = \left(\vec{E}_{2}(r,0,0)\vec{\tau}_{01}\right) = -\oint_{S_{a}} \left(\frac{\vec{\delta}_{10}^{e}(2)}{E_{\pi}}\vec{E}_{2}(2)\right) dS.$$
(8)

Максимальное значение  $|\vec{E}_2(r,0,0)|$  достигается при возбуждении антенны по закону

$$\vec{E}_2(2) = c \frac{\vec{\delta}_{10}^{e*}(2)}{E_{\rm q}},\tag{9}$$

где *с* – произвольная константа.

Соответственно,

$$\vec{E}_{2}(r,0,0)\Big|_{\text{MAKC}} = c \oint_{S_{a}} \left( \frac{\left|\vec{\delta}_{10}^{e}(2)\right|^{2}}{E_{\pi}^{2}} \right) dS.$$
 (10)

Максимальный КНД антенны в направлении оси *Оz D*<sup>кон</sup> рассчитывается по соотношению

$$D_{\rm makc}^{\rm KOH} = \frac{2\pi r^2 \frac{1}{W_0} |\vec{E}_2(r,0,0)|_{\rm makc}^2}{\frac{1}{2} \oint_{S_a} \left( \frac{\vec{E}_2(2)\vec{E}_2^*(2)}{W_S} \right) dS},$$

где  $W_0 = 120\pi$  — волновое сопротивление свободного пространства;  $W_S$  — поверхностное (на конусе) волновое сопротивление.

Учитывая, что для щелевых излучателей  $W_S = W_0$  [4], получаем

$$D_{\text{MAKC}}^{\text{KOH}} = \frac{4\pi r^2 \left| \oint_{S_a} \left( \frac{\left| \vec{\delta}_{10}^e(2) \right|^2}{E_{\pi}^2} \right) dS \right|^2}{\oint_{S_a} \left( \frac{\left| \vec{\delta}_{10}^e(2) \right|^2}{E_{\pi}^2} \right) dS} = (11)$$
$$= 4\pi r^2 \oint_{S_a} \left( \frac{\left| \vec{\delta}_{10}^e(2) \right|^2}{E_{\pi}^2} \right) dS.$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> CST – Computer Simulation Technology. URL: https:// www.cst.com/products/csts2.

Входящее в (11) соотношение  $|\vec{\delta}_{10}^e(2)|^2 / E_{\pi}^2$  можно определить на модельной задаче, когда конус переходит в плоскость ( $\alpha = 90^\circ$ ), а боковая поверхность конуса в апертуру с круглым раскрывом. При этом при  $r \to \infty$  амплитуду тока на апертуре можно полагать постоянной:

$$\left|\vec{\delta}_{10}(2)\right|^2 = \left|\vec{\delta}_{10}^{\text{const}}\right|^2.$$
 (12)

Кроме того, в соответствии с (11) для круглой апертуры максимальный КНД  $D_{\text{макс}}^{\text{апер}}$  может быть записан в виде

$$D_{\rm Makc}^{\rm anep} = 4\pi r^2 \frac{\left|\vec{\delta}_{\rm l0}^{\rm const}\right|^2}{E_{\pi}^2} S_{\rm a}.$$
 (13)

Вместе с тем  $D_{\text{макс}}^{\text{апер}}$  можно найти как

$$D_{\text{макс}}^{\text{апер}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{a}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \pi R^2.$$
(14)

Из сравнения (13) и (14) получаем

$$\frac{\left|\overline{\delta}_{10}^{\text{const}}\right|^2}{E_{\pi}^2} = \frac{1}{\left(r\lambda\right)^2}.$$
(15)

Подставляя (15) в (11), находим

$$D_{\text{макс}}^{\text{кон}} = 4\pi r^{2} \oint_{S_{a}} \left( \frac{\left| \vec{\delta}_{10}^{e}(2) \right|^{2}}{\left| \vec{\delta}_{10}^{\text{const}} \right|^{2}} \frac{1}{(r\lambda)^{2}} \right) dS =$$
  
$$= \frac{4\pi}{\lambda^{2}} \oint_{S_{a}} \left( \frac{\left| \vec{\delta}_{10}^{e}(2) \right|^{2}}{\left| \vec{\delta}_{10}^{\text{const}} \right|^{2}} \right) dS =$$
  
$$= \frac{4\pi}{\lambda^{2} \left| \vec{\delta}_{10}^{\text{const}} \right|^{2}} \oint_{S_{a}} \left| \vec{\delta}_{10}^{e}(2) \right|^{2} dS.$$
 (16)

Величина  $\vec{\delta}_{10}^{\text{const}}$  зависит от вида и значений напряженности электрического поля, падающего на конус или плоскую апертуру. Для рассматриваемого частного случая падения поля плоской волны, распространяющейся вдоль оси *Oz* с напряженностью электрического поля  $\vec{E}_{\Pi} = E_{\Pi}\vec{y}_0$ , имеем

$$\left|\vec{\delta}_{10}^{\text{const}}\right|^{2} = \left(\vec{\delta}_{10}^{\text{const}}\vec{\delta}_{10}^{\text{const}*}\right) = \frac{4|E_{\pi}|^{2}}{W_{0}^{2}}.$$
 (17)

Сравним значение  $D_{\text{макс}}^{\text{кон}}$  с максимальным значением КНД круглой синфазной апертуры с радиусом *R*, равным  $D_{\text{макс}}^{\text{апер}} = (kR)^2$ :

$$v_{\rm KOH} = \frac{D_{\rm MAKC}^{\rm KOH}}{D_{\rm MAKC}^{\rm anep}} = \frac{D_{\rm MAKC}^{\rm KOH}}{\left(kR\right)^2} = \frac{1}{\pi R^2 \left|\vec{\delta}_{10}^{\rm const}\right|^2} \times$$
(18)

$$\times \oint_{S_a} \left| \vec{\delta}_{10}^e(2) \right|^2 dS = \frac{W_0^2}{4\pi R^2 |E_{\pi}|^2} \oint_{S_a} \left| \vec{\delta}_{10}^e(2) \right|^2 dS.$$

Величина v<sub>кон</sub> показывает возможное увеличение максимального КНД конической антенны по сравнению с максимальным КНД эквивалентной плоской апертуры.

При условии (9), т.е. при возбуждении антенны из условия максимизации КНД в направлении оси *Oz*, поле излучения антенны по основной т-й составляющей в соответствии с (6) определяется по выражению

$$E_2^{\tau}(r,\theta,\phi) = -c \oint_{S_a} \left( \frac{\vec{\delta}_1^e(r,\theta,\phi)\vec{\delta}_{10}^{e^*}}{E_{\pi}^2} \right) dS.$$
(19)

С учетом (15) запишем

$$E_{2}^{\tau}(r,\theta,\phi) = -c \oint_{S_{a}} \frac{\left(\vec{\delta}_{1}^{e}(r,\theta,\phi)\vec{\delta}_{10}^{e*}\right)}{\left|\vec{\delta}_{10}^{const}\right|^{2}} \frac{1}{(r\lambda)^{2}} dS = -\frac{c}{(r\lambda)^{2} \left|\vec{\delta}_{10}^{const}\right|^{2}} \oint_{S_{a}} \left(\vec{\delta}_{1}^{e}(r,\theta,\phi)\vec{\delta}_{10}^{e*}\right) dS.$$
(20)

Соответственно, нормированная ДН по основной поляризации  $F^{\text{осн}}(\theta, \phi)$  представляется следующим образом:

$$F^{\text{och}}(\theta,\phi) = \frac{\left| \oint_{S_a} \left( \vec{\delta}_1^e(r,\theta,\phi) \vec{\delta}_{10}^{e*} \right) dS \right|}{\oint_{S_a} \left( \vec{\delta}_{10}^e \vec{\delta}_{10}^{e*} \right) dS}.$$
 (21)

ДН по кроссполяризации  $F^{\kappa p}(\theta, \phi)$ , нормированная к  $F^{\text{осн}}(0, 0)$ , рассчитывается по соотношению

$$F^{\mathrm{kp}}(\theta, \varphi) = \frac{\left| \oint_{S_a} \left( \vec{\delta}_1^{e\perp}(r, \theta, \varphi) \vec{\delta}_{10}^{e*} \right) dS \right|}{\oint_{S_a} \left( \vec{\delta}_{10}^{e} \vec{\delta}_{10}^{e*} \right) dS}, \qquad (22)$$

где  $\vec{\delta}_1^{e\perp}(r, \theta, \phi)$  — распределение тока при падении на конус волны с ориентацией вектора напряженности электрического поля вдоль вектора  $\vec{\tau}_{01}$ , причем

$$\left(\vec{\tau}_{01}\vec{\tau}_{01}^{\perp}\right) = 0.$$
 (23)

Токи  $\vec{\delta}_{l}^{e}$ ,  $\vec{\delta}_{l}^{e\perp}$  на поверхности конечного конуса в строгом варианте должны определяться при дифракции как на боковой поверхности конуса, так и на поверхности проводящего дна. Однако для рассматриваемой задачи без существенной потери точности можно полагать, что при падении плоской волны вдоль оси конуса токи на поверхности дна конуса значительно меньше, чем на боковой поверхности  $S_{60K}$ , и влияют лишь на уровень дальних боковых лепестков. Поэтому при интегрировании везде вместо  $S_{a}$  можно использовать только боковую поверхность конуса  $S_{60K}$ .

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020





Рис. 2. Графическое представление распределения тока на поверхности конуса: а – вид сбоку; б – вид сверху.

Обратимся снова к соотношению (9), определяющему закон оптимального возбуждения антенны. Это соотношение, по сути, решает три задачи, а именно: показывает закон требуемой поляризации отдельных излучателей на конусе в зависимости от их координат, характеризует оптимальное амплитудное возбуждение излучателей, а также оптимальное фазовое возбуждение излучателей.

В самом деле, представим комплексный вектор тока  $\vec{\delta}_{10}(2)$  в виде произведения

$$\vec{\delta}_{10}(2) = \left| \vec{\delta}_{10}(2) \right| \exp\left[ i \, \Phi_{\Pi PM}(2) \right] \vec{e}_0(2), \tag{24}$$

где  $\vec{e}_0(2)$  — единичный вектор, показывающий ориентацию тока  $\vec{\delta}_{10}$  в точке 2;  $|\vec{\delta}_{10}(2)|$  — амплитуда тока в точке 2;  $\Phi_{\text{прм}}(2)$  — фаза тока в точке 2 в режиме приема в результате дифракции.

Из (9) получаем, что оптимальное распределение излучателей в произвольной точке 2 должно быть таким, при котором ориентация напряженности электрического поля в режиме активного возбуждения должна совпадать с ориентацией вектора  $\vec{e}_0(2)$ , т.е.

$$\frac{\vec{E}_2(2)}{|\vec{E}_2(2)|} = \vec{e}_0(2) = \vec{\tau}_{01},$$
(25)

амплитуда этого поля  $|\vec{E}_2(2)|$  должна быть пропорциональна амплитуде тока  $\vec{\delta}_{10}^*(2)$ :

$$\left| \vec{E}_{2}(2) \right| = c \left| \vec{\delta}_{10}^{*}(2) \right|,$$
 (26)

а фаза поля  $\Phi_{\rm прд}(2)$  должна быть комплексно сопряженной по отношению к фазе тока  $\Phi_{\rm прм}(2)$ , т.е.

$$\Phi_{\rm прл}(2) = \Phi^*_{\rm прм}(2). \tag{27}$$

Только при точном выполнении каждого из условий (25)—(27) антенна, расположенная на поверхности проводящего конуса, будет иметь максимально возможный КНД (16).

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

Отметим, что при реализации конической антенны в виде решетки реальных излучателей, расположенных на проводящей поверхности, интегрирование в приведенных выше соотношениях заменяется на суммирование.

#### 3. ОПТИМАЛЬНЫЙ И ЦЕЛЕСООБРАЗНЫЙ ЗАКОНЫ РАЗМЕЩЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЯ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ АР НА КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим сначала случай, когда в качестве отдельных излучателей используются элементарные щелевые диполи. Для определения наиболее целесообразного варианта размещения излучателей АР на конической поверхности проанализируем особенности структуры и распределения тока, наводимого на этой поверхности при дифракции волны от источника 2.

На рис. 2 и 3 представлены структура и законы распределения тока  $\vec{\delta}_{10}(2)$  на поверхности конечного проводящего конуса ( $l = 12.5\lambda$ ,  $R = 2.5\lambda$ ) с металлическим дном при дифракции поля плоской волны, падающей вдоль оси Oz с  $|\vec{E}_n| = 1$  и  $\vec{\tau}_{01} = \vec{y}_0$ . На рис. 2 различным тоном показан закон амплитудного распределения тока на всей боковой поверхности конуса, а на рис. 3 изображены законы нормированного амплитудного и фазового распределений вдоль образующей конуса, лежащей в плоскости yOz.

Как видно, особенностью распределения тока является, во-первых, существенное различие (на два-три порядка) уровня амплитуды тока на верхней (в плоскости yOz) и боковой (в плоскости xOz) образующих, а во-вторых, наличие периодических максимумов и минимумов в амплитудном распределении тока вдоль образующей конуса с периодом примерно  $\lambda/2$ . Это обстоятельство позволяет определить наиболее целесообразные области размещения щелевых излучателей как в азимутальном, так и в меридиональном направ-



**Рис. 3.** Графики оптимального амплитудного (а) и фазового (б) возбуждения излучателей вдоль образующей конуса в плоскости *уOz*.

лениях на конусе и, в частности, определить целесообразные азимутальные секторы размещения щелевых излучателей, а также координаты их расположения вдоль образующих в местах расположения гребней "стоячей волны" тока на поверхности конуса, а более конкретно — в местах пересечения линий тока с гребнями "стоячей волны". Для конусов с длиной образующей  $L \gg \lambda$ распределение тока в режиме приема в результате дифракции и в режиме передачи можно определить соотношением (24).

Для элементарных щелевых диполей оптимальный закон их размещения и возбуждения определяется соотношением (25). Для получения аналитических соотношений по зависимости ориентации поверхностного тока в каждой точке конической поверхности рассмотрим более детально оптимальное расположение щелевых излучателей на конической поверхности с точки зрения минимизации уровня кроссполяризационного излучения. При этом будем предполагать, что поляризация излучаемого поля линейная с вектором электрического поля  $\vec{E}_{\mu_{3,1}} = E_{\mu_{3,2}} \vec{y}_0$  в направлении оси Oz (рис. 4).

Пусть в произвольной точке *P*, расположенной на поверхности конуса, ориентация продольной оси *m*-й щели, расположенной в этой точке,  $\vec{\delta}_m(P)$  в системе координат  $O_m x_m y_m z_m$  имеет вид

$$\vec{\delta}_m(P) = \cos\beta_{2m}\overline{x}_{0m} + \sin\beta_{2m}\overline{y}_{0m}, \qquad (28)$$

где  $\beta_{2m}$  — угол, характеризующий положение продольной оси *m*-й щели в точке *P* и отсчитываемый от оси  $O_m x_m$ .

Запишем единичные векторы  $\overline{x}_{0m}$ ,  $\overline{y}_{0m}$  в системе координат *Охуг*:

$$\overline{x}_{0m} = -\sin\beta_{1m}\overline{x}_0 + \cos\beta_{1m}\overline{y}_0,$$
  

$$\overline{y}_{0m} = \cos\alpha\overline{z}_0 - \sin\alpha(\cos\beta_{1m}\overline{x}_0 + \sin\beta_{1m}\overline{y}_0).$$
(29)


**Рис. 4.** Глобальная (Oxyz) и локальная ( $O_m x_m y_m z_m$ ) системы координат, используемые для задания конической поверхности и *m*-го щелевого излучателя на этой поверхности.

Тогда с учетом (28), (29) выражение для вектора  $\vec{\delta}_m(P)$  в системе координат *Охуг* может быть представлено следующим образом:

$$\begin{split} \bar{\delta}_m(P) &= \bar{x}_0(-\cos\beta_{2m}\sin\beta_{1m} - \\ &- \sin\alpha\cos\beta_{1m}\sin\beta_{2m}) + \\ &+ \bar{y}_0(\cos\beta_{2m}\cos\beta_{1m} - \sin\alpha\sin\beta_{1m}\sin\beta_{2m}) + \\ &+ \cos\alpha\sin\beta_{2m}\bar{z}_0 \end{split} \tag{30}$$

Из соотношения (30) следует, что оптимальное размещение продольной оси щели в точке *P*, при котором кроссполяризационная составляющая равна нулю, должно удовлетворять условию

$$\delta_{ym}(P) = \cos\beta_{2m} \cos\beta_{1m} - -\sin\alpha \sin\beta_{1m} \sin\beta_{2m} = 0.$$
(31)

Тогда оптимальная ориентация продольной оси *m*-й щели в точке *P* на конической поверхности определяется из выражения

$$\cos\beta_{2m}\cos\beta_{1m} = \sin\alpha\sin\beta_{1m}\sin\beta_{2m} \qquad (32)$$

или

$$B_{2m} = \operatorname{arctg} \left( \sin \alpha \operatorname{tg} \beta_{1m} \right)^{-1}.$$
(33)

Соотношение (33) показывает, что ориентация оптимально расположенной продольной оси m-й щели зависит от угловой координаты  $\beta_{1m}$  образующей конуса, проходящей через точку P, и угла  $\alpha$  при вершине конуса.

В частности, при размещении щелей вдоль образующей конуса оптимальная ориентация всех щелей характеризуется одинаковым значением



Рис. 5. Коническая поверхность для размещения АР из щелевых излучателей.

угла  $\beta_{2m}$ . При размещении щелей вдоль продольной оси ВЩАР оптимальная ориентация каждой щели своя и определяется угловым положением  $\beta_{1m}$  образующей конуса в этой точке. На рис. 5 показан оптимальный вариант ориентации щелей, направление продольной оси которых обозначено короткими полужирными отрезками, вдоль продольных осей трех ВЩАР, расположенных в пределах четверти конической поверхности.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ КОНИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Все результаты, приведенные в данном разделе, получены в предположении дифракции на конусе поля плоской волны, падающей вдоль оси *Oz* с вектором электрического поля, ориентированным вдоль оси *Oy*.

Проанализируем величину максимального КНД конической антенны и сравним  $D_{\text{макс}}^{\text{кон}}$  с величиной КНД эквивалентной апертуры  $D_{\text{макс}}^{\text{апер}}$ . При этом предполагается, что на части конической поверхности возбуждаются токи по закону (9), а сама часть конической поверхности представляет часть боковой поверхности конуса, ограниченной двумя плоскостями X = const u - X = const (половина этой поверхности заштрихована на рис. 5).



**Puc. 6.** Зависимости ν<sub>кон</sub> конической антенны от величины *X/R*, рассчитанные по соотношению (18) (кривые *1–3*) и по соотношению (46) (кривые *1'–3'*) при  $\alpha = 6.8^{\circ}$  (*1*, *1'*), 11.3°(*2*, *2'*), 21.8° (*3*, *3'*).

Расчеты проводились для конуса с параметрами  $R = 2.5\lambda$ ,  $l = 12.5\lambda$ ,  $\alpha = 11^{\circ}20'$ . Зависимость  $v_{\text{кон}}$ от величины X/R, рассчитанная по соотношению (18), представлена на рис. 6 сплошной линией 2. При этом максимальное значение КНД  $D_{\text{макс}} =$ = 896.3 достигается при X/R = 1, что в 3.63 раза больше, чем максимальный КНД круглой апертуры, являющейся основанием конуса.

Как следует из рис. 6, уже при  $X/R \ge 0.2$  максимальный КНД конической антенны превышает максимальный КНД круглой апертуры примерно в 1.4 раза, а при X/R = 0.6 в 3.2 раза. При дальнейшем увеличении X/R рост КНД конической антенны существенно замедляется, и поэтому расположение излучателей на поверхности конуса в области  $X/R \ge 0.6$  ( $\beta \ge 37^\circ...40^\circ$ ) с точки зрения КНД нецелесообразно.

Кроме того, на рис. 6 представлены зависимости  $v_{\text{кон}}$  от X/R для конусов с другим значением угла при вершине  $\alpha = 6.8^{\circ}$  и 21.8°. Как видно, с уменьшением  $\alpha$  выигрыш в КНД конической антенны увеличивается, а целесообразный сектор расположения излучателей практически не меняется.

На рис. 7 показаны суммарные ДН конической антенны (размеры конуса  $l = 12.5\lambda$ ,  $R = 2.5\lambda$ ) по основной и кроссполяризационной составляющим, рассчитанные при возбуждении (24) для значения X/R = 1. Сравнение ширины этой ДН по уровню  $-3 \ {\rm д}{\rm E}$  с шириной ДН эквивалентного раскрыва при X/R = 1 показывает, что в плоскости  $\varphi = 0^{\circ}$  ширина ДН обеих антенн примерно одинакова, а в плоскости  $\varphi = 90^{\circ}$  ДН конической антенны существенно (более чем в 1.5 раза) уже, чем ДН эквивалентного раскрыва. Кроме того, уровень дальних боковых лепестков у конической антенны меньше, чем у эквивалентного раскрыва.

Уровень кроссполяризационной составляющей при оптимальной ориентации щелевых диполей примерно на 50 дБ ниже уровня основной поляризации.

Также были рассчитаны ДН конической антенны по разностным каналам, построенным в соответствии со схемой, показанной на рис. 8. Важнейшей характеристикой разностной ДН является ее крутизна. В литературе [10] крутизна разностной ДН  $\mu$  в сечении  $\phi = \phi_0$  определяется по соотношению

$$\mu(\phi_0) = \frac{\frac{\partial F_{\Delta}(\theta, \phi_0)}{\partial \theta}\Big|_{\theta=0}}{F_{\Sigma}(0, 0)},$$
(34)

где  $F_{\Delta}(\theta, \phi_0)$  – разностная ДН в сечении  $\phi = \phi_0$ ;  $F_{\Sigma}(\theta, \phi)$  – суммарная ДН по полю;  $\theta = 0, \phi = 0$  – направление максимума суммарной ДН  $F_{\Sigma}(\theta, \phi)$ .

На рис. 9 показаны значения крутизны ДН по разностным каналам в двух ортогональных плоскостях, рассчитанные для восьми конусов с различными углами при вершине  $\alpha = 4.5^{\circ}...63^{\circ}$ . Представленная зависимость крутизны нормирована относительно крутизны разностной ДН эквивалентного плоского раскрыва ( $\alpha = 90^{\circ}$ ).

Как видно из рис. 9, крутизна разностной ДН конической антенны (при условии достижения максимума КНД в направлении оси Oz) в *E*-плоскости превышает крутизну эквивалентного плоского раскрыва и возрастает при уменьшении угла при вершине конуса, а в *H*-плоскости оказывается меньше крутизны эквивалентного раскрыва и немонотонно зависит от угла  $\alpha$ .

Рассмотрим теперь случай, когда в качестве отдельного излучателя используется криволинейная щель, расположенная на боковой поверхности конуса. Понятно, что замена элементарного излучателя на щель с шириной *d* приводит к падению КНД конической антенны, так как условие оптимальности (9) уже не удается обеспечить на всей конической поверхности. Будем полагать, что каждая *m*-я щель расположена на конической поверхности таким образом, что продольная ось

щели перпендикулярна линии тока  $\tilde{\delta}_{10}^{e}(\rho_{m},\beta_{1m})$  в точке 2, совпадающей с центром *m*-й щели ( $\rho_{m},\beta_{1m}$ ), где  $\rho_{m}$  – расстояние от вершины конуса до центра *m*-й щели. Поэтому распределение вектора напряженности в щели  $E_{\mu}(\rho,\beta_{1})$  имеет вид

$$\vec{E}_{III}(\rho,\beta_{1}) = E_{III MAKC}(\rho_{m},\beta_{1m}) \frac{\sin[k(l_{m}-|x_{m}|)]}{\sin(kl_{m})} \vec{y}_{0m}, \quad (35)$$

где ( $\rho$ ,  $\beta_1$ ) — текущие координаты точки на боковой поверхности конуса; ( $\rho_m$ ,  $\beta_{1m}$ ) — координаты центра *m*-й щели;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $2l_m$  — продольный размер *m*-й щели;  $x_m$  — продольная координата *m*-й щели в локальной системе координат  $O_m x_m y_m$  (рис. 10);  $\vec{y}_{0m}$  — единичный вектор, направление которого



**Рис. 7.** Диаграммы направленности по суммарному каналу при X/R = 1 в плоскостях yOz ( $\phi = 90^{\circ}$ ) (a) и xOz ( $\phi = 0^{\circ}$ ) (б) по основной поляризации (1) и по кроссполяризации (2).

совпадает с направлением тока  $\tilde{\delta}_{10}^{e}(\rho_{m},\beta_{1m});$  $E_{\text{щмакс}}(\rho_{m},\beta_{1m})$  — максимальное значение напряженности электрического поля в центре *m*-й щели.

Подставляя (35) в (8) и полагая, что ДН криволинейной щели мало отличается от ДН щели, расположенной на плоскости, касательной в точке *P* к боковой поверхности конуса, получаем

$$E_{2}^{\text{och}}(r,0,0) = -\frac{1}{E_{\pi}} \times \sum_{m=1}^{M} \int_{-l_{m}}^{l_{m}} \delta_{10}^{e}(\rho_{m},\beta_{1m}) \exp\left(i k x_{m} \cos \theta_{m}\right) \times \\ \times \frac{\sin\left[k \left(l_{m} - |x_{m}|\right)\right]}{\sin\left(k l_{m}\right)} dx_{m} u_{\text{mmake}}(\rho_{m},\beta_{1m}) = \\ = -\frac{1}{E_{\pi}} \sum_{m=1}^{M} \int_{-l_{m}}^{l_{m}} \delta_{10}^{e}(\rho_{m},\beta_{1m}) f_{m}(\theta_{m}) u_{\text{mmake}}(\rho_{m},\beta_{1m}),$$
(36)

где  $f_m(\theta_m)$  — множитель направленности *m*-го симметричного щелевого излучателя в меридиональной плоскости в собственной системе координат  $O_m x_m y_m$ , ось  $O_m x_m$  которой совпадает с продольной осью *m*-й щели:

$$f_m(\theta_m) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\cos(kl_m \cos\theta_m) - \cos(kl_m)}{\sin(kl_m) \sin^2\theta_m};$$
 (37)

 $u_{\text{шакс}}(\rho_m, \beta_{1m})$  — разность потенциалов в центре *m*-й щели:

$$u_{\mathrm{III}\,\mathrm{MAKC}}(\rho_m,\beta_{\mathrm{I}m}) = E_{\mathrm{III}\,\mathrm{MAKC}}(\rho_m,\beta_{\mathrm{I}m})d. \tag{38}$$

Величину  $E_{\text{III, Make}}(\rho_m, \beta_{1m})$  выбираем из условия

$$\bar{E}_{\mu\mu\alpha\kappac}^{\text{OHT}}(\rho_m,\beta_{1m}) = -E_{\mu}\delta_{10}^{e*}(\rho_m,\beta_{1m})f_m(\theta_{0m}).$$
(39)

Здесь  $\theta_{0m}$  — угол, который соответствует направлению вдоль продольной оси конуса *O* и определяется по формуле

$$\theta_{0m} = \arccos(\cos\alpha\sin\beta_{2m}), \qquad (40)$$

где  $\beta_{2m} = \operatorname{arctg} (\sin \alpha \operatorname{tg} \beta_{1m})^{-1}$ .

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020



Рис. 8. Схема формирования суммарно-разностных ДН конической антенны: 1–4 – гибридные узлы.

С учетом (39) из (36) находим

$$E_{2_{\text{MAKC}}}^{\text{och}}(r,0,0) = d \sum_{m=1}^{M} \left| \delta_{10}^{e}(\rho_{m},\beta_{1m}) \right|^{2} f_{m}^{2}(\theta_{0m}).$$
(41)

Соответственно, мощность излучения *М* односторонних щелей рассчитывается следующим образом:

$$P_{\Sigma} = \sum_{m=1}^{M} \frac{1}{2} E_{\mathrm{III}\,m}^2 d^2 \frac{R_{\Sigma\pi}}{2 \left(W_0/2\right)^2} = \sum_{m=1}^{M} E_{\mathrm{III}\,m}^2 d^2 \frac{R_{\Sigma\pi}}{W_0^2}.$$
 (42)



**Рис. 9.** Графики зависимости крутизны разностных ДН конической антенны от угла при вершине конуса: 1 - в плоскости *уОz* ( $\varphi_0 = 90^\circ$ ); 2 - в плоскости *хOz* ( $\varphi_0 = 0^\circ$ ).

Для щелей с сопротивлением излучения  $R_{\Sigma n}$ , отнесенным к току в пучности, при оптимальном возбуждении щелей из условия (39) находим

$$P_{\Sigma_{0\Pi T}} = \sum_{m=1}^{M} \left| E_m^{0\Pi T}(\rho_m, \beta_{1m}) \right|^2 d^2 \frac{R_{\Sigma_{\Pi}}}{W_0^2} =$$

$$= E_{\Pi}^2 d^2 \frac{R_{\Sigma_{\Pi}}}{W_0^2} \sum_{m=1}^{M} \left| \delta_{10}^{e*}(\rho_m, \beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2.$$
(43)



**Рис. 10.** Геометрия *m*-го щелевого излучателя в локальной системе координат  $O_m x_m y_m$ .

Используя (41) и (43), получаем выражение для максимального КНД системы из рассматриваемых щелей на конусе  $D_{\text{макс}}^{\text{AP кон}}$ :

$$D_{\text{макс}}^{\text{AP кон}} = \frac{4\pi r^2 \frac{1}{2W_0} \left| E_{2\text{макс}}^{\text{осн}}(r,0,0) \right|^2}{E_{\pi}^2 d^2 \frac{R_{\Sigma\pi}}{W_0^2} \sum_{m=1}^M \left| \delta_{10}^{e*}(\rho_m,\beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2} = \frac{2\pi r^2 W_0 \left| \sum_{m=1}^M \left| \delta_{10}^e(\rho_m,\beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2 \right|^2}{R_{\Sigma\pi} E_{\pi}^2 \sum_{m=1}^M \left| \delta_{10}^{e*}(\rho_m,\beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2}.$$
(44)

Подставляя в (44) выражение для  $r^2/E_{\pi}^2$  из (15), окончательно получаем

$$D_{\text{MAKC}}^{\text{AP KOH}} = \frac{2\pi W_0}{R_{\Sigma n} \lambda^2} \frac{\left| \sum_{m=1}^{M} \left| \delta_{10}^e(\rho_m, \beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2 \right|^2}{\left| \delta_{10}^{\text{const}} \right|^2 \sum_{m=1}^{M} \left| \delta_{10}^{e*}(\rho_m, \beta_{1m}) \right|^2 \left| f_m(\theta_{0m}) \right|^2}.(45)$$

Соответственно,

$$v_{\text{кон}}^{\text{AP}} = \frac{W_0}{2R_{\Sigma\Pi}S_{\text{апер}}} \times \frac{\left|\sum_{m=1}^{M} \left|\delta_{10}^e(\rho_m, \beta_{1m})\right|^2 \left|f_m(\theta_{0m})\right|^2\right|^2}{\left|\delta_{10}^{\text{const}}\right|^2 \sum_{m=1}^{M} \left|\delta_{10}^{e*}(\rho_m, \beta_{1m})\right|^2 \left|f_m(\theta_{0m})\right|^2}.$$
(46)

В частном случае конуса при  $\alpha = 90^{\circ}$  и полуволновых щелей ( $kl_m = \pi/2$ ) имеем

$$R_{\Sigma \pi} = 73 \text{ OM}, \quad f_m(90^\circ) = \frac{\lambda}{\pi}, \\ \left|\delta_{10}^e(\rho_m, \beta_{1m})\right| = \left|\delta_{10}^{\text{const}}\right|, \quad v_{\text{arep}}^{\text{AP}} = \frac{W_0 \lambda^2 M}{2 \times 73 \pi^2 S_{\text{arep}}}.$$
(47)

Учитывая, что число полуволновых щелей M на поверхности апертуры при размерах ячейки  $\frac{\lambda}{2} \times \frac{\lambda}{2}$  равно

$$M=\frac{4S_{\rm anep}}{\lambda^2},$$

из (47) получаем, что  $v_{anep}^{AP} = 1.047$ , т.е. близок к 1.

Проанализируем величину максимального КНД конической антенной решетки из полуволновых излучателей и ее зависимость от степени заполнения поверхности конуса излучателями. При этом предполагается, что каждая из щелей имеет независимое возбуждение в соответствии с (39), а структуры всех щелевых АР подобны структуре АР, показанных на рис. 5. Расчеты, проведенные по соотношению (46), представлены на рис. 6 пунктирными линиями для конусов с различными углами при вершине конуса: 6.8°, 11.3° и 21.8°.

Из полученных результатов следует, что при выборе полуволновых щелей, расположенных на поверхности конуса с  $\alpha = 6.8^{\circ}...21.8^{\circ}$  с шагом  $\lambda/2$  по обеим координатам, максимальное значение КНД АР снижается примерно в 1.4...1.5 раза по сравнению с максимальным значением КНД антенны с непрерывным возбуждением.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе выражения позволяют определить оптимальное возбуждение как элементарных щелевых излучателей, так и реальных полуволновых излучателей в конической антенной решетке, обеспечивающее максимальный КНД по суммарному каналу, а также оптимальную конфигурацию расположения шелей в зависимости от координат каждой щели. Установлено, что величина максимального КНД зависит от угла при вершине конуса α и при уменьшении α с сохранением неизменным размера эквивалентной апертуры возрастает, при этом целесообразный сектор размешения излучателей меняется незначительно. Крутизна разностной ДН в Е-плоскости конической антенны (при условии достижения максимума КНД в направлении оси  $O_z$ ) превышает крутизну эквивалентного плоского раскрыва и возрастает при уменьшении угла при вершине конуса.

В частном случае конуса с углом при вершине  $\alpha = 11^{\circ}20'$  максимальный КНД конической антенны при возбуждении элементарных шелевых излучателей на боковой поверхности конуса по закону (9) превышает максимальный КНД эквивалентной плоской апертуры в 3.6 раза. При этом целесообразный сектор  $\beta$  достигает величины примерно 40°, при котором КНД конической антенны приблизительно в три раза выше КНД эквивалентной плоской апертуры. При использовании полуволновых излучателей, расположенных на конической поверхности с шагом  $\lambda/2$  и возбуждаемых в соответствии с (39), КНД конической антенны примерно в 2.4 раза выше КНД эквивалентной плоской апертуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Goodrich R., Kleinman R., Maffett A. et al.* // IRE Trans. 1959. V. AP-7. № 3. P. 213.
- Воскресенский Д.И., Пономарёв Л.И., Филиппов В.С. Выпуклые сканирующие антенны. М.: Сов. радио, 1978.

- Aboul-Seoud A.K., Hafez A.-D.S., Hamed A.M., Abd-El-Latif M. // 2014 IEEE Aerospace Conf. Big Sky. 1–8 Mar. 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 6836483.
- Li Y., Yang F., Ouyang J., Yang P. // ACES J. 2013. V. 28. № 11. P. 1025.
- 5. Josefesson L., Person P. Conformal Array Antenna Theory and Design. N.Y.: IEEE Press., 2006.
- 6. Горяинов А.В. // РЭ. 1961. Т. 6. № 1. С. 47.

- 7. *Уфимцев П.Я.* Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио, 1962.
- Уэйт Д.Р. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем / Пер. с англ. под ред. Г.В. Кисунько. М.: Сов. радио, 1963.
- 9. Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Щеглов К.С. Теория излучения поверхностных антенн. М.: Сов. радио, 1969.
- 10. Леонов А.И., Фомичев К.И. Моноимпульсная радиолокация. М.: Радио и связь, 1984.

## \_\_\_\_\_ АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ \_\_\_\_ СИСТЕМЫ

УДК 621.396.67

# ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СВЕРХДИАПАЗОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА *ТЕМ*-РУПОРОВ С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ

© 2020 г. В. А. Калошин<sup>а, \*</sup>, Н. Т. Ле<sup>b, \*\*</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация <sup>b</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

> \*E-mail: vak@cplire.ru \*\*E-mail: lenhuthairus@gmail.com Поступила в редакцию 22.08.2019 г. После доработки 22.08.2019 г. Принята к публикации 23.10.2019 г.

С использованием электродинамического моделирования на основе метода конечных элементов проведено исследование характеристик плоской двумерно-периодической антенной решетки 32-х *TEM*-рупоров с системой питания. Коэффициент отражения каждого из двух делителей мощности, входящих в систему питания решетки, ниже уровня -25 дБ в диапазоне частот 0.3...7 ГГц. Найдено, что полоса согласования антенной решетки с системой питания по уровню -10 дБ в синфазном режиме и при сканировании в секторе  $90^{\circ}$  в *H*-плоскости составила более 19: 1, а в *E*-плоскости – более 15: 1.

DOI: 10.31857/S0033849420090041

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Развитие сверхширокополосных (СШП) и многодиапазонных радиоэлектронных систем требует создания сканирующих остронаправленных антенн, функционирующих в очень широком диапазоне частот, в том числе с отношением верхней частоты к нижней более 10:1, т.е. перекрывающих более одного диапазона волн. В качестве таких (сверхдиапазонных) сканирующих антенн могут быть использованы фазированные антенные решетки (ФАР) с полосой рабочих частот более 10:1. При разработке сверхдиапазонных ФАР возникает ряд серьезных проблем, главная среди которых — согласование решетки с периодом, который много меньше длины волны.

В работах [1—4] исследованы антенные решетки *TEM*-рупоров без экрана. Эти решетки согласованы в широкой полосе частот. В работе [4] в результате электродинамического моделирования показано, что синфазные бесконечные решетки *TEM*-рупоров могут быть согласованы в полосе частот более 40 : 1. При сканировании в *E*-плоскости в секторе 90° полоса согласования уменьшается до 27 : 1. Полоса согласования 36-элементной решетки в синфазном режиме составляет 10 : 1, при сканировании в секторе 60° - 7:1. При этом существенным недостатком решеток без экрана является большое заднее излучение.

В работах [5–10] исследованы антенные решетки с экраном. В работе [6] исследованы бесконечная и конечная (144 элемента) двумерно-периодическая решетка *TEM*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства и полосой согласования в синфазном режиме 10 : 1. При сканировании в секторе 90° в *H*-плоскости полоса согласования бесконечной решетки составила 10 : 1, а при сканировании в *E*-плоскости – 5 : 1.

В работах [7-10] исследованы двухполяризационные антенные решетки. Рассмотренные в работах [7, 8] решетки состоят из 64-х элементов (8 × 8) в виде неоднородной щелевой линии. В синфазном режиме полосы согласования решеток составили 12 : 1 [7] и 9 : 1 [8]. При сканировании в секторе 90° полоса согласования решетки в работе [7] сужается до 8 : 1, а при сканировании в секторе 60° в работе [8] – до 7 : 1.

В работах [9, 10] исследована двухполяризационная решетка из 576 (24  $\times$  24) проводников квадратного переменного поперечного сечения и показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы (полоса согласования в синфазном режиме и при сканировании в секторе 90° в *H*-плоскости составила 34: 1, а в *E*-плоскости – 15: 1).



Рис. 1. Функциональная схема антенной решетки с системой питания.



**Рис. 2.** Антенная решетка с системой питания: а – элемент решетки, б – вид сверху антенной решетки с системой питания, в – вид сбоку, г – общий вид.

Сверхдиапазонные двумерно-периодические ФАР с системой питания не исследовались. Цель данной работы рассмотреть такую решетку.

### 1. АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ

Функциональная схема антенной решетки с системой питания представлена на рис. 1. На рисунке видно, что система питания решетки состоит из двух частей. Первая представляет собой делитель мощности с последовательным делением на коаксиальной линии, вторая часть — с параллельным делением на полосковой линии. Полотно решетки состоит из 32-x *ТЕМ*-рупоров ( $4 \times 8$ ) с металлизацией межрупорного пространства.

На рис. 2а–2г показаны соответственно элемент решетки, вид сверху антенной решетки с системой питания, вид сбоку и общий вид. Решетка из 32-х элементов расположена над бесконечным металлическим экраном, что эквивалентно увеличению числа ее элементов до 64-х (8 × 8). Эле-



**Рис. 3.** Система питания антенной решетки, на вставке – увеличенный фрагмент.

мент решетки имеет следующие параметры: входной импеданс  $Z_{\text{вход}} = 100$  Ом, длина L = 100 мм, период  $P_x = 30$  мм,  $P_y = 20$  мм, входная толщина W = 1 мм. Позади решетки на расстоянии 170 мм от входа *TEM*-рупоров расположен металлический экран размером  $300 \times 100$  мм. Таким образом, задача исследования характеристик решетки из 64-х *TEM*-рупоров сводится к исследованию решетки из 32-х *TEM*-рупоров.

### 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ

Система питания антенной решетки показана на рис. 3. Делитель мощности на 50-омной коаксиальной линии имеет один вход и четыре выхода. Каждый выход делителя мощности на коаксиальной линии соединен с входом восьмиканального делителя мощности на симметричной двухпроводной полосковой линии. В итоге получена система питания с 32 выходами с волновым сопротивлением 100 Ом.

Продольное сечение четырехканального делителя мощности на коаксиальной линии приведено на рис. 4. Делитель имеет вход (1) с волновым сопротивлением 50 Ом и четыре выхода (2–5) с волновыми сопротивлениями 12.5 Ом, которые обеспечивают равномерное синфазное деление мощности на выходе с амплитудой –6 дБ. Восьмиканальный делитель мощности на симметричной двухпроводной полосковой линии показан на рис. 5. Он содержит вход 1 с волновым сопротивления 12.5 Ом и восемь выходов (2–9) с волновыми сопротивлениями 100 Ом, с равномерным синфазным делением мощности на выходе с амплитудой –9.5 дБ.

Результаты расчета частотных зависимостей коэффициентов отражения четырехканального и



Рис. 4. Делитель мощности на коаксиальной линии: 1 – вход, 2–5 – выходы.



**Рис. 5.** Делитель мощности на полосковой линии (все параметры – в мм): а – вид сверху, б – вид сзади; *1* – вход, *2*–*9* – выходы.



**Рис. 6.** Зависимости коэффициентов отражения четырехканального (*1*) и восьмиканального (*2*) делителей мощности от частоты.

восьмиканального делителя с использованием метода конечных элементов показаны на рис. 6. Видно, что в полосе частот ниже 7 ГГц коэффициент отражения каждого из делителей ниже –25 дБ.

В результате численного моделирования были также найдены зависимости модулей коэффициентов передачи делителей мощности на коаксиальной и полосковой линиях от частоты, которые представлены на рис. 7а, 76 соответственно. На рис. 7а приведены соответствующие зависимости на выходах 2–5 делителя мощности на коаксиальной линии, а на рис. 76 – на выходах 2–9 делителя на полосковой линии.

В результате численного моделирования найдена разность фаз коэффициентов передачи на выходах четырехканального и восьмиканального делителей относительно выходов 2, 9 (рис. 8). Результаты для выходов четырехканального делите-



**Рис.** 7. Зависимости модулей коэффициентов передачи четырехканального (а) и восьмиканального (б) делителей мощности от частоты; на рис. 7а выходы 2 (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), на рис. 7б – выходы 2, 9 (1), 3, 8 (2), 4, 7 (3), 5, 6 (4).



**Рис. 8.** Зависимости разности фаз коэффициентов передачи на выходах четырехканального (а) и восьмиканального (б) делителей мощности от частоты; на рис. 8а выходы 3 (I), 4 (2), 5 (3), на рис.8б выходы 3, 8 (I), 4, 7 (2), 5, 6 (3).



**Рис. 9.** Зависимости коэффициентов отражения синфазных антенных решеток без экрана (1) и с экраном (2) от частоты.

ля показаны на рис. 8а, а для выходов восьмиканального делителя — на рис. 8б.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ

С использованием метода конечных элементов было проведено численное исследование характеристик антенной решетки совместно с системой питания. На рис. 9 представлены зависимости коэффициента отражения синфазной антенной решетки от частоты. Видно, что решетка без экрана и с экраном согласована по уровню -10 дБ в полосе частот 0.35...6.6 ГГц, т.е полоса согласования решетки примерно 19 : 1. Таким образом, наличие экрана сзади решетки данной конструкции не приводит к ухудшению согласования, поэтому далее исследуется только решетка с экраном.

На рис. 10а, 10б показаны диаграммы направленности (ДН) синфазной антенной решетки в H- и E-плоскости соответственно на частотах f = 0.5, 2, 4 и 6.5 ГГц. Видно, что отношение вперед—назад с ростом частоты увеличивается до 23 дБ.

На рис. 11, 12 показаны зависимости коэффициента отражения от частоты при сканировании в H- и E-плоскости, соответственно. На рис. 11 показаны зависимости коэффициента отражения от частоты при сканировании в секторе 40° и 90°. На рисунке видно, что при сканировании полоса согласования не уменьшается. На рис. 12 показаны зависимости при сканировании в секторе 30°, 60° и 90°. На рисунке видно, что при сканировании в секторе 30°, 60° и 90°. На рисунке видно, что при сканировании в секторе 50° полоса согласования практически такая же, как в синфазном режиме (19 : 1), а при сканировании в секторе 90° полоса согласования сужается до 15 : 1.

Нормированные ДН антенной решетки при сканировании в *H*-плоскости на частотах 2, 4, 5 и 6.5 ГГц представлены на рис. 13а–13г, соответственно. На рисунке видно, что с увеличением частоты растут боковые лепестки и на частоте f = 6.5 ГГц уровень первого бокового лепестка достигает уровня –10 дБ при сканировании на угол 20° и –4 дБ при сканировании на угол 45°.



**Рис. 10.** Диаграмма направленности синфазной антенной решетки в *H*- (а) и *E*-плоскости (б) на четырех частотах: f = 0.5(1), 2(2), 4(3) и 6.5 ГГц (4).

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020



**Рис. 11.** Зависимость коэффициента отражения от частоты антенной решетки при сканировании в H-плоскости: при сканировании в секторе 40° (I) и 90° (2).



**Рис. 12.** Зависимость коэффициента отражения от частоты антенной решетки при сканировании в *E*-плоскости: при сканировании в секторе  $30^{\circ}$  (*I*),  $60^{\circ}$  (*2*) и  $90^{\circ}$  (*3*).



**Рис. 13.** Диаграммы направленности антенной решетки при сканировании в *H*-плоскости на частотах 2 (а), 4 (б), 5 (в) и 6.5 ГГц (г); синфазной решетки (*I*); при сканировании на  $20^{\circ}$  (*2*) и  $45^{\circ}$  (*3*).



**Puc. 14.** Диаграммы направленности антенной решетки при сканировании в *E*-плоскости на частотах 2 (a), 4 (б), 5 (в) и 6.5 ΓΓц ( $\Gamma$ ); синфазной решетки (*1*); при сканировании на 15° (*2*), 30° (*3*) и 45° (*4*).

Нормированные ДН антенной решетки при сканировании в *E*-плоскости на частотах 2, 4, 5 и 6.5 ГГц представлены на рис. 14а–14г соответственно. На рисунке видно, что с увеличением частоты растут боковые лепестки и на частоте f = 6.5 ГГц уровень первого бокового лепестка достигает уровня –10 дБ при сканировании на угол 45°, что, однако, существенно ниже, чем при сканировании в *H*-плоскости.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных в работе результатов, можно сделать следующие выводы.

1. Показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы фазированной антенной решетки с системой питания при сканировании в секторе 90°. 2. При сканировании в *Е*-плоскости сектор сканирования ограничивается нарушением согласования решетки.

3. При сканировании в *Н*-плоскости сектор сканирования ограничивается ростом первого бокового лепестка.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-006 и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №18-07-0655а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McGrath D.T., Baum C.E.* // Dig. IEEE Antennas Propag. Society Intern. Symp. Montreal, 13–18 July 1997. N.Y.: IEEE, 1997. V. 2. P. 1058.

- Банков С.Е., Калошин В.А., Нгуен К.З. // Докл. IV Всеросс. микроволн. конф. М.: ИРЭ им. B.A. Котельникова РАН. Ноябрь 2016. С. 410.
- 3. Банков С.Е., Калошин В.А., Нгуен К.З. // РЭ. 2018. Т. 63. № 7. С. 702.
- Калошин В.А., Нгуен К.З. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 5. http://jre.cplire.ru/jre/may17/14/text.pdf.
- McGrath D.T. // Dig. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. Atlanta, 21–26 June 1998. N.Y.: IEEE, 1998. V. 2. P. 1024.
- 6. Банков С.Е, Калошин В.А., Ле Н.Т. // РЭ. 2018. V. 63. № 12. С. 1263.
- 7. *Kindt R.W., Pickles W.R.* // IEEE Trans. 2010. V. AP-58. № 11. P. 3568.
- 8. *Yan J., Gogineni S., Camps-Raga B., Brozena J.* // IEEE Trans. 2016. V. AP-64. № 2. P. 781.
- 9. *Калошин В.А., Ле Н.Т.* // Докл. VI Всерос. микроволн. конф. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Ноябрь 2018. С. 194.
- 10. Калошин В.А., Ле Н.Т. // РЭ. 2019. Т. 64. № 11. С. 1126.

## \_\_\_\_ СТАТИСТИЧЕСКАЯ \_ РАДИОФИЗИКА =

УДК 537.811

## ШУМ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО ДАТЧИКА И ЕГО СВЯЗЬ С ПУЛЬСАЦИЯМИ СКОРОСТИ ЖИДКОСТИ

© 2020 г. В. Г. Максименко\*

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

> \**E-mail: max54@ms.ire.rssi.ru* Поступила в редакцию 15.03.2019 г. После доработки 15.03.2019 г. Принята к публикации 30.10.2019 г.

Уточнена и дополнена теория возникновения пульсаций напряжения на электродном датчике при его движении относительно электролита (в частности, морской воды), которая учитывает два различных механизма возникновения пульсаций. Получены формулы, связывающие скачок электродного потенциала со скачком скорости потока, применимые для электродов реальных размеров при длительной выдержке в электролите. Показано, что расчетное значение пульсационного напряжения по порядку величины совпадает с полученным в эксперименте.

DOI: 10.31857/S0033849420090065

### введение

Электродные датчики электрического поля в электролите, в частности в пресной и морской воде, нашли широкое применение. Их используют при измерении электрических полей искусственного и естественного происхождения в океане, в системах электромагнитной связи с подводным объектом, в электромагнитных расходомерах [1-3]. В наших экспериментальных исследованиях обнаружена связь шума электродного датчика, движущегося относительно жидкости (шума движения), с пульсациями скорости движения [4, 5]. Собственный шум датчика ограничивает его чувствительность, поэтому исследование причин его возникновения является актуальным. В [6] рассмотрен механизм изменения потенциала (поляризации) электрода при обтекании его потоком электролита. Он основан на деформации набегающим потоком двойного электрического слоя (ДЭС) на передней кромке электрода. Получены выражения для величины избыточного заряда на электроде и изменения потенциала. Однако развитая теория применима лишь к электродам очень небольшого размера. В [7] рассмотрен другой механизм изменения потенциала электрода в электролите, основанный на изменении скорости адсорбции кислорода поверхностью электрода за счет модуляции толщины диффузионного слоя. Полученная формула для изменения потенциала хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований при времени выдержки электрода в электролите в течение нескольких часов. Однако измеренный электродный шум при длительной выдержке электродов в электролите существенно превышает теоретические значения.

Целью статьи является уточнение развитой теории возникновения шума движения для электродов реальных размеров и при длительной выдержке электродов в электролите.

### 1. ПУЛЬСАЦИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ДЭС (ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ШУМ)

При погружении электрода в электролит на его поверхности образуется двойной электрический слой, подобный конденсатору с потерями. У обычно используемых для электродов металлов, имеющих на своей поверхности плотную диэлектрическую пленку окисла,  $(Ta_2O_5, TiO_2)$ , образование двойного слоя связано с адсорбцией ионов кислорода, создающих отрицательный заряд поверхности. Вторая (жидкостная) обкладка двойного слоя формируется за счет положительно заряженных ионов водорода и металлов, раствор солей которых и представляет собой электролит (например, ион Na<sup>+</sup> при растворении NaCl), называемых противоионами. В жидкостной обкладке двойного слоя выделяют плотную и диффузную части. Плотная часть двойного слоя представляет собой



Рис. 1. Электрод в потоке электролита.

слой противоионов, сильно связанных электростатическими силами с заряженной поверхностью. Диффузной называют ту часть двойного слоя, где энергия взаимодействия противоионов с поверхностью сравнима с тепловой энергией или меньше ее в результате экранирования поверхностного заряда плотной частью жидкостной обкладки. При обтекании электрода потоком электролита часть жидкостной обкладки двойного слоя увлекается потоком по условной поверхности скольжения, отстоящей на некоторое расстояние от поверхности электрода.

Рассмотрим плоский квадратный нерастворимый электрод со стороной L, поверхность которого покрыта диэлектрической окисной пленкой и совпадает с плоскостью координат ХОУ, а передняя граница — с осью *x*, встроенный заподлицо в диэлектрическую поверхность, линейные размеры которой много больше L (рис. 1). На всей поверхности электрода существует сформированный двойной электрический слой, внутренняя обкладка которого образована адсорбированными ионами кислорода. Пусть на переднюю границу электрода набегает поток водного электролита, вектор скорости  $\vec{V_0}$  которого направлен по оси у. Также в набегающем на электрод потоке сформирована область вязкого подслоя, характеризующаяся линейным законом нарастания скорости по перпендикуляру к поверхности. На передней границе электрода (y = 0) происходит замена сформированной диффузной части жидкостной обкладки двойного слоя электронейтральным электролитом, в связи с чем поверхность имеет нескомпенсированный заряд плотной части двойного слоя. В соответствии с [6] избыточный заряд на передней кромке электрода определяется выражением

$$Q_1 = \varepsilon_0 \varepsilon \tau L a \zeta, \tag{1}$$

где  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость жидкости,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума, т – постоянная времени релаксации двойного слоя,  $\zeta$  – электрокинетический потенциал окисной пленки [8], а – градиент скорости жидкости в направлении, перпендикулярном к поверхности электрода. Реальный электрод имеет поверхность с множеством микровыступов, высота которых существенно превышает толщину двойного электрического слоя. При этом их вершина находится в области уже сформированного вязкого подслоя, а их протяженность вдоль направления вектора скорости много больше толщины двойного слоя, поэтому процесс формирования на них избыточного заряда в основном совпадает с рассмотренным в [6]. Процессы деформации двойного слоя на краю такого электрода не оказывают существенного влияния на поляризацию всего электрода, поскольку из-за большого числа микровыступов именно на их вершинах и происходит в основном образование избыточного заряда, приволяшего к изменению потенциала электрода. Это изменение потенциала определяется как отношение суммы избыточных зарядов на всех микровыступах к емкости всего электрода. Согласно данным [8, 9] микровыступы на поверхности полированных электродов, которые и применялись в наших экспериментах, имеют размер L порядка 10<sup>-7</sup> м, что значительно превышает тол-

щину двойного слоя (порядка  $10^{-9}$  м).

Пусть реальный плоский электрод имеет форму квадрата со стороной *l*. Число микровыступов N со стороной *L* на площади *S* электрода определяется концентрацией n = N/S микровыступов на 1 м<sup>2</sup>. На площадке шириной *l* и длиной *dy* находится  $nl \cdot dy$  микровыступов, избыточный заряд которых равен

$$dQ = Q_1 nl \cdot dy. \tag{2}$$

Согласно [7] градиент скорости *а* можно считать равным  $2V_0/\delta_0$ , где  $\delta_0$  – толщина вязкого подслоя, которая определяется по формуле

$$\delta_0 \approx 3\sqrt{vy/V_0}.$$
 (3)

Здесь v — кинематическая вязкость жидкости (для водного электролита  $v \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{c}$ ), y — расстояние от переднего края пластинки,  $V_0$  — скорость жидкости вдали от поверхности электрода. Градиент скорости жидкости у поверхности электрода

$$a \approx 667 \frac{V_0^{1.5}}{\sqrt{vy}}.$$
 (4)

Теперь выражение (2) можно записать в виде

$$dQ = 667nl\varepsilon\varepsilon_0 \tau L \zeta V_0^{1.5} y^{-0.5} dy.$$
 (5)

Избыточный заряд всего электрода

$$Q = \int_{0}^{l} dQ \approx 1333n\varepsilon\varepsilon_{0}\tau L\zeta V_{0}^{1.5}l^{1.5}.$$
 (6)

За счет этого заряда электрод приобретает потенциал  $\varphi$  относительно электролита. Учитывая, что  $S = l^2$ , получаем

$$\varphi = \frac{Q}{C_{ya}S} = \frac{1333n\varepsilon\varepsilon_{0}\tau L\zeta V_{0}^{1.5}}{C_{ya}\sqrt{l}}.$$
 (7)

Здесь С<sub>уд</sub> – удельная емкость электрода, т.е. емкость, приходящаяся на 1 м<sup>2</sup> площади электрода. В наших экспериментах по измерению шума движения применялись электроды из нержавеющей стали с контактной площадкой в виде круга диаметром 2.5 мм, а в качестве электролита – раствор NaCl с концентрацией 4.5 г/л. По данным наших измерений, удельную емкость электродов из нержавеющей стали можно принять равной  $C_{\rm vg} = 0.02 \, \Phi/{\rm M}^2$  [10]. Для разбавленных водных растворов постоянную времени релаксации двойного слоя обычно считают равной постоянной времени экранирования заряда в электролите  $\tau = \epsilon \epsilon_0 / \sigma$ , где  $\sigma$  – удельная электропроводность раствора [11]. В частности, для раствора NaCl с концентрацией 4.5 г/л при температуре 20°С  $\sigma = 0.9 \text{ См/м}, \ \tau \approx 8 \times 10^{-10} \text{ с. Однако у металлов,}$ применяемых для изготовления электродов (титан, нержавеющая сталь, тантал), двойной слой образуется на поверхности полупроводниковой окисной пленки. В этом случае электрическое поле проникает вглубь полупроводника и в силу его низкой электропроводности процесс релаксации зарядов может протекать значительно медленнее [11], т.е. величина τ может быть существенно больше. Электрокинетический потенциал ζ, по данным [12], для многих диэлектриков составляет величину от единиц до десятков милливольт.

Определим скачок потенциала электрода  $\Delta \phi$ , вызванный скачком скорости потока  $\Delta V_0 \ll V_0$ :

$$\Delta \varphi \approx \Delta V_0(\varphi)'_{V_0} = \frac{1333n\varepsilon\varepsilon_0 \tau L \zeta V_0^{0.5}}{C_{va} \sqrt{l}} \Delta V_0.$$
(8)

Подставим в (8) значения:  $\varepsilon = 81$ ,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \, \Phi/\text{M}$ ,  $l = 2.5 \times 10^{-3} \text{ M}$ ,  $L = 10^{-7} \text{ M}$ . Так как  $L = 10^{-7} \text{ M}$ , то можно считать  $n = 10^{14} \text{ M}^{-1}$ . При  $\tau \approx 8 \times 10^{-10} \text{ c}$ ,  $\zeta = 10^{-2} \text{ B}$ ,  $C_{yg} = 0.02 \, \Phi/\text{M}^2$  выражение (8) имеет вид

 $\Delta \phi \approx 116 \times 10^{-9} V_0^{0.5} \Delta V_0.$  (9)

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

Пульсации скорости потока жидкости вызывают пульсации потенциала электрода, которые мы называем поляризационной составляющей шума движения. Как следует из (9), чувствительность электрода к пульсациям скорости пропорциональна  $V_0^{0.5}$ . Из формулы (8) также следует зависимость скачка потенциала, следовательно, и шума движения от площади электрода. Так как электрод квадратный, то  $l = S^{0.5}$ . Тогда изменение потенциала пропорционально  $S^{-0.25}$ .

Оценим величину  $\Delta \phi$ . Пусть средняя скорость потока жидкости  $V_0 = 0.5$  м/с, а пульсация скорости  $\Delta V_0 = 0.02$  м/с. Амплитуда пульсации электродного потенциала при этом составит 1.63 нВ. Поскольку относительные пульсации скорости жидкости в вязком подслое, прилегающем к поверхности электрода, выше, чем в толще потока [13], можно ожидать, что в действительности пульсация потенциала больше рассчитанной. С учетом возможного увеличения постоянной времени т релаксации ДЭС значение пульсации  $\Delta \phi$  электродного потенциала, соответствующее пульсации скорости 0.05...0.1 м/с, при средней скорости потока порядка 1 м/с может быть больше 10 нВ. Это соответствует порядку величины шума движения, измеренного в экспериментах для длительно выдержанных в электролите электродов [4].

### 2. ПУЛЬСАЦИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ МОДУЛЯЦИИ ТОЛЩИНЫ ДИФФУЗИОННОГО СЛОЯ (МОДУЛЯЦИОННЫЙ ШУМ)

Процесс адсорбции кислорода на поверхность металлического электрода поддерживается за счет диффузии атомов кислорода из толщи электролита к поверхности электрода. В слое электролита (в нашем случае – раствор NaCl), прилегающем к поверхности электрода, концентрация атомов кислорода изменяется от максимального значения, равного концентрации в толще электролита, до минимального на поверхности электрода, поскольку они вступают в реакцию с металлом или адсорбируются поверхностью. Этот слой называют диффузионным. Скорость диффузии кислорода, следовательно, и скорость изменения заряда поверхности электрода зависит от толщины диффузионного слоя. В [7] рассмотрен механизм возникновения пульсаций электродного потенциала в результате модуляции толщины диффузионного слоя на границе электрод-электролит набегающим пульсирующим потоком жидкости. В соответствии с [7] зависимость заряда  $\Delta Q$  поверхности электрода, обусловленного скачком скорости  $\Delta V_0$  набегающего на электрод потока от времени *t*, определяется выражением

$$\Delta Q(t) = -\frac{13.4FDLac_0\Delta V_0\tau_1}{\sqrt{V_0Lv}} \times \\ \times \exp(-t/\tau_2)(1 - \exp(-t/\tau_1)).$$
(10)

Здесь D — коэффициент диффузии кислорода, F — число Фарадея, a — ширина электрода,  $c_0$  концентрация кислорода в толще электролита,  $V_0$  — скорость потока вдали от поверхности, L длина электрода, v — кинематическая вязкость жидкости,  $\tau_1 = 3L/4V_0$  — постоянная времени установления новых параметров пограничного слоя,  $\tau_2$  — постоянная времени уменьшения площади электрода, не покрытой адсорбированным кислородом или окислом. Для электрода длиной L = 2.5 мм

при скорости потока  $V_0 = 0.5 \text{ м/c}$   $\tau_2 \approx 5 \times 10^3 \text{ c}$ . При выводе (10) предполагалось, что на участок поверхности электрода, уже покрытый адсорбированным кислородом или окисной пленкой, адсорбция не идет. На самом деле адсорбция продолжается, хотя и с гораздо меньшей скоростью. Площадь электрода, покрытая адсорбированным кислородом, вычисляется по формуле

$$S(t) = La(1 - \exp(-t/\tau_2)).$$
 (11)

Уменьшение скорости адсорбции на нее кислорода учтем введением коэффициента  $k_1(t)$ . Тогда выражение (10) дополнится слагаемым, учитывающим адсорбцию на ту часть поверхности электрода, где уже существует адсорбированный слой кислорода или окисел:

$$\Delta Q(t) = -\frac{13.4FDLac_0 \Delta V_0 \tau_1}{\sqrt{V_0 L \nu}} \times (1 - \exp(-t/\tau_1))(k_1(t) + \exp(-t/\tau_2)(1 - k_1(t))).$$
(12)

Подставим в (12) значение постоянной времени  $\tau_1 = 3L/4V_0$  и определим скачок потенциала электрода при скачке скорости потока  $\Delta V_0$ 

$$\Delta \varphi = \frac{\Delta Q}{C_D} \approx -\frac{3 \times 10^{-9} FDc_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \sqrt{\frac{L}{c_1 v V_0}} \frac{\Delta V_0}{V_0} \times (13) \times (1 - \exp(-t/\tau_1))(k_1(t) + \exp(-t/\tau_2)(1 - k_1(t))).$$

Здесь  $C_D$  — емкость двойного электрического слоя,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \, \Phi/\text{м}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $c_1$  — концентрация NaCl (моль/л) в электролите,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость между обкладками двойного слоя. В плотной части двойного слоя  $\varepsilon \approx 3$ , в диффузной части при небольшой концентрации электролита значение  $\varepsilon$  приближается к 81 [14]. Как следует из (13), при постоянной величине относительной пульсации скорости  $\Delta V_0/V_0$  чувствительность электрода к пульсациям скорости уменьшается с увеличением средней скорости потока  $V_0$ . Полагая электрод квадратным, площадь электрода  $S = L^2$ , тогда  $\Delta \omega$  пропорциональна  $S^{0.25}$ .

Определим значение коэффициента  $k_1(t)$  для титановых электродов. Изменение скорости адсорбции кислорода можно определить по скорости роста окисной пленки на поверхности электрода. От толщины окисной пленки зависит емкость электрода относительно электролита. А скорость роста окисной пленки определяется скоростью диффузии кислорода. Следовательно, изменение скорости диффузии можно определить по зависимости емкости электрода от времени.

Масса окисной пленки на поверхности электрода определяется произведением плотности р окиси титана Ti<sub>2</sub>O на ее объем V. Объем есть произведение толщины h пленки на площадь S электрода. Из формулы для емкости плоского конденсатора объем  $V = \varepsilon \varepsilon_0 S / C_{\text{оксl}}$ , где  $\varepsilon = 100$  – относительная диэлектрическая проницаемость окиси титана,  $C_{\text{оксl}}$  – емкость окисной пленки на поверхности одного электрода. Емкость между двумя электродами в электролите может быть представлена как емкость двух последовательно соединенных конденсаторов, определяющих емкость каждого электрода относительно электролита. Каждый из них может быть представлен также двумя последовательно соединенными конденсаторами. Первый представляет собой двойной электрический слой на поверхности электрода, второй - конденсатор с диэлектриком в виде окисной пленки. На частоте 20 Гц измерена зависимость емкости С между двумя титановыми электродами диаметром 6 мм, помещенными в раствор NaCl с концентрацией 35 г/л, от времени выдержки t в электролите (рис. 2, кривая *1*). Сразу после погружения электродов в электролит окисная пленка еще не успела сформироваться, поэтому полагаем, что емкость, измеренная при t = 0, определяется емкостью двойного слоя Слэс электродов. Емкость окисной пленки двух электродов определяется формулой

$$C_{\rm okc} = \frac{C}{1 - C/C_{\rm gac}},\tag{14}$$

где C – измеренная емкость между электродами,  $C_{\text{дэс}} = 5.5 \text{ мкф}$  – емкость между электродами при t = 0. Емкость окисной пленки для одного электрода  $C_{\text{окс1}}(t)$  в два раза больше. Рассчитанная с помощью (14) зависимость  $C_{\text{окс1}}(t)$  показана на рис. 2 в виде кривой 2. Масса окисной пленки вычисляется по выражению

$$m = \frac{\rho \varepsilon \varepsilon_0 S^2}{C_{\text{okcl}}},\tag{15}$$

число молекул окисла –

$$N = \frac{\rho \varepsilon \varepsilon_0 S^2 N_{\rm A}}{M C_{\rm orcl}},\tag{16}$$

где  $N_{\rm A} = 6.02 \times 10^{23}$  1/моль — число Авогадро, M — молярная масса Ti<sub>2</sub>O. На каждую молекулу окисла приходится один атом кислорода. Скорость адсорбции атомов кислорода получаем по формуле

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\rho \varepsilon \varepsilon_0 S^2 N_A}{M C_{\text{oxcl}}^2} \frac{dC_{\text{oxcl}}}{dt}.$$
(17)

Здесь  $dC_{\text{оксl}}/dt$  — скорость изменения емкости окисной пленки.

Сравним значение скорости адсорбции кислорода, определяемое формулой (17), с предельным значением, которое определяется законом Фика при диффузии кислорода на чистый металл [11]:

$$\frac{dN}{dt} = N_{\rm A} DS \frac{c_0}{\delta},\tag{18}$$

где D – коэффициент диффузии кислорода,  $c_0$  – концентрация кислорода в толще электролита,  $\delta$  – толщина диффузионного слоя. Для электрода длиной L = 2.5 мм при скорости потока  $V_0 = 0.5$  м/с величина  $\delta$  имеет порядок  $10^{-5}$  м. Поделив (17) на (18), получим  $k_1(t)$ .

$$k_1(t) = -\frac{\rho \varepsilon \varepsilon_0 S \delta}{M D c_0 C_{\text{oxcl}}^2} \frac{d C_{\text{oxcl}}}{dt}.$$
 (19)

Подставляя в (19) значения  $\rho = 4240 \text{ кг/м}^3$ ,  $M = 0.112 \text{ кг/м}^3$ ,  $S = 28.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ ,  $D = 2.6 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{c}$ ,  $\epsilon = 100$ ,  $c_0 = 0.5 \times 10^{-3} \text{ моль/л}$ , получим

$$k_1(t) = -\frac{7.29 \times 10^{-3}}{C_{\text{occl}}^2} \frac{dC_{\text{occl}}}{dt}.$$
 (20)

В диапазоне t = 20...100 ч зависимость  $C_{okc1}(t)$  с точностью не хуже 1% аппроксимируется степенной функцией  $C_{okc1} = 4.555t^{-0.11}$ . Здесь  $C_{okc1}$  в мк $\Phi$ , t - в часах. В единицах системы СИ зависимость емкости окисной пленки одного электрода относительно электролита от времени имеет вид

$$C_{\text{okc1}} = 11.21 \times 10^{-6} t^{-0.11}.$$
 (21)

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020



**Рис. 2.** Зависимость емкости титановых электродов от времени выдержки в электролите: *1* – измеренная емкость, *2* – емкость окисной пленки одного электрода.

В соответствии с (21) скорость изменения емкости окисной пленки выражается формулой

$$\frac{dC_{\text{okcl}}}{dt} = -1.233 \times 10^{-6} t^{-1.1}.$$
 (22)

При времени выдержки электродов в электролите 1...4 сут в соответствии с (21) и (22) получим

$$k_1(t) = 7.15t^{-0.89}.$$
 (23)

Зависимость чувствительности электродного датчика к пульсациям скорости жидкости от времени в соответствии с (13) определяется коэффициентом

$$k_2(t) = k_1(t) + \exp(-t/\tau_2)(1 - k_1(t)).$$
 (24)

Зависимости  $k_1(t)$  и  $k_2(t)$ , рассчитанные по (23) и (24), приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что при t > 20 ч чувствительность электрода к пульсациям скорости определяется коэффициентом  $k_1(t)$ , который обратно пропорционален времени выдержки в степени меньше единицы. При t = 100 ч  $k_1(t) = 0.84 \times 10^{-3}$ , т.е. чувствительность датчика к пульсациям скорости уменьшается более чем в 1000 раз. Но это значение на много порядков больше, чем при неучете адсорбции на окисную пленку. При  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  Ф/м,  $\varepsilon = 81$ ,  $c_1 = 0.077$  моль/л,  $c_0 = 0.5 \times 10^{-3}$  моль/л,  $F = 9.64 \times 10^4$  Кл/моль,  $\tau_1 = 3.75 \times 10^{-3}$  с,  $\tau_2 = 5000$  с,  $\Delta V_0 = 5 \times 10^{-3}$  м/с,  $V_0 = 0.5$  м/с,  $L = 2.5 \times 10^{-3}$  м,  $v = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, по формуле (13) для t = 100 ч получим значение  $\Delta \varphi_m$  порядка 1 нВ.



**Рис. 3.** Зависимости коэффициентов  $k_1$  (1) и  $k_2$  (2) от времени выдержки электродов в электролите.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По данным наших измерений [10], емкость датчиков с электродами из разных металлов не перестает изменяться в течение нескольких сотен и даже тысяч часов. Это свидетельствует о непрекращающихся электрохимических процессах на поверхности электродов, которые влияют на чувствительность датчика к пульсациям скорости жидкости.

При времени выдержки электродов в электролите до нескольких суток модуляционный шум движения при одинаковых пульсациях скорости жидкости существенно больше поляризационного. Однако поляризационный шум не имеет явной временной и частотной зависимости, поэтому при времени выдержки более нескольких суток он может превысить модуляционный шум, особенно на частотах выше 30...40 Гц. Согласно [7] спектр модуляционного шума представляет собой произведение спектра пульсаций скорости на коэффициент передачи фильтра нижних частот  $K(\omega) = 1/\sqrt{1 + (\omega \tau_1)^2}$ . Постоянная времени установления параметров пограничного слоя  $\tau_1$  в зависимости от скорости жидкости и размеров электрода может составлять единицы-десятки миллисекунд. Значит, основная энергия модуляционного шума сосредоточена в диапазоне частот ниже 30 Гп.

В [4] измерена пульсация электродного потенциала электрода из нержавеющей стали, имеющей близкие с титаном импедансные характеристики. Электрод диаметром 2.5 мм находился в потоке раствора NaCl со скоростью 0.5 м/с и абсолютным значением пульсации скорости 0.02 м/с. При времени выдержки электрода в электролите 2 сут измеренное напряжение пульсации составило 11 нВ при концентрации раствора 27 г/л (0.46 моль/л). Наши экспериментальные исследования показали, что электроды из титана имели примерно в 1.5 раза более низкую чувствительность к пульсациям скорости жидкости, чем электроды из нержавеющей стали. Расчет  $\Delta \phi$  по формуле (13) для титанового электрода дает значение  $\Delta \phi = 3.5$  нВ при относительной диэлектрической проницаемости ДЭС  $\varepsilon = 81$ . По порядку величины измеренная пульсация электродного потенциала совпадает с расчетной. При этом остается неопределенность в величине диэлектрической проницаемости ДЭС  $\varepsilon$ , которая, по-видимому, имеет меньшее значение, что увеличивает расчетное значение  $\Delta \phi$ .

В соответствии с (8) поляризационная составляющая шума движения уменьшается пропорционально  $S^{0.25}$ . Из (13) следует, что модуляционная составляющая шума движения растет пропорционально S<sup>0.25</sup>. Однако эти зависимости справедливы только в случае, когда пульсации скорости на всей площади электрода полностью коррелированы. При большой площади электрода это условие обычно не выполняется. Если пульсации скорости жидкости не коррелированы, то пульсации заряда  $\Delta Q$  на разных участках поверхности электрода усредняются и шум движения имеет тенденцию к уменьшению [15]. В нашем эксперименте [4] при увеличении площади электродов в четыре раза путем параллельного соединения четырех одинаковых секций спектральная составляющая электродного напряжения на частоте пульсации скорости жидкости уменьшилась на 2 дБ.

\* \* \*

Таким образом, развитая теория показывает удовлетворительное совпадение с данными экспериментальных исследований. Несмотря на то, что

поляризационная составляющая шума имеет небольшую величину, на частотах в несколько десятков герц она может на порядок превышать тепловой шум электродов с площадью более 50 см<sup>2</sup>, выполненных из тантала, титана и нержавеющей стали.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Взаимодействие электромагнитных полей контролируемых источников СНЧ диапазона с ионосферой и земной корой: матер. Всерос. (с междунар. участием) научно-практич. семинара. Апатиты, 2014. Т. 1.
- Бернстайн С.Л., Барроуз М.Л., Эванс Дж.Э. и др. Дальняя связь на крайне низких частотах // ТИИЭР. 1974. Т. 62. № 3. С. 5.
- 3. *Кремлевский П.П.* Расходомеры и счетчики количества. Справочник. Л.: Машиностроение, 1989.
- 4. Максименко В.Г. // РЭ. 2017. Т. 62. № 11. С. 1.

- 5. *Максименко В.Г.* // Измерит. техника. 2017. № 9. С. 57.
- 6. Максименко В.Г. // РЭ. 1997. Т. 42. № 2. С. 210.
- 7. Максименко В.Г // РЭ. 2018. Т. 63. № 7. С. 720.
- 8. *Харин С.Е.* Физическая химия. Киев: Изд-во Киевск. ун-та, 1961.
- 9. *Одынец Л.Л., Чекмасова С.С. //* Электрохимия. 1973. Т. 9. № 8. С. 1120.
- 10. Максименко В.Г. // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 786.
- 11. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А. Введение в электрохимическую кинетику. М.: Высш. школа, 1983.
- 12. Богородский М.М. // Сб. "Исследование космической плазмы". М.: ИЗМИРАН СССР, 1980. С. 152.
- 13. Рейнольдс А.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. М.: Энергия, 1979.
- Фрумкин А.Н., Багоцкий В.С., Иофа З.А., Кабанов Б.Н. Кинетика электродных процессов. М.: Изд-во МГУ, 1952.
- 15. Максименко В.Г. // РЭ. 2013. Т. 58. № 8. С. 768.

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 10, с. 994–1000

## ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 004.021

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОРТОГОНАЛЬНОЙ ПРОЕКЦИИ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ ОБЪЕКТОВ, НЕ ИМЕЮЩИХ ОПРЕДЕЛЕННОЙ ФОРМЫ, В МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

© 2020 г. А. В. Герус<sup>*a*, \*</sup>, О. Ю. Панова<sup>*a*</sup>, В. П. Саворский<sup>*a*</sup>

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

> \**E-mail: andrewgierus@gmail.com* Поступила в редакцию 10.10.2019 г. После доработки 16.01.2020 г. Принята к публикации 25.01.2020 г.

Развит методический подход к распознаванию объектов, не обладающих определенной формой, по данным их мультиспектральных спутниковых наблюдений. Подход основан на применении процедуры ортогонализации в расширенном многомерном спектральном пространстве, где вычисляются фильтры, ортогональные гипотезам искомого объекта и тех объектов, с которыми его можно спутать и которые затем скалярно перемножаются с исследуемыми спектрами. Показано, что лучше работать не с исходными спектрами, а с нормированными, что заметно снижает вариативность спектров, ухудшающую распознаваемость объектов, и с применением специальной калибровки, уменьшающей искажения спектров атмосферой. Показано, что данный способ обеспечивает существенно лучшую распознаваемость по сравнению с методом наименьших квадратов, лежащим в основе большинства распознавательных процедур.

**DOI:** 10.31857/S0033849420100022

### введение

Одной из основных целей дистанционного зондирования объектов Земли (ДЗЗ) является их идентификация. При решении этой задачи не всегда возможно использовать пространственную информацию об объектах, например, в случаях, когда интересующий объект является слишком малым, и занимает один или несколько пикселей в кадре. Другим примером является протяженный объект, который не имеет определенной формы. Такие проблемы возникают, в частности, при использовании средств ДЗЗ для обнаружения посевов запрещенных к культивированию растений, например, для обнаружения посевов наркосодержащих растений на фоне типовых сельскохозяйственных угодий, полей зерновых культур. Решению этой проблемы методом ортогональной проекции спектральных сигнатур сельскохозяйственных угодий в видимом диапазоне ДЗЗ и посвящена данная работа.

Названная проблема исследуется уже на протяжении более 40 лет, существует целый ряд работ по этой тематике (см. обзор [1] и ссылки, приведенные в нем). Однако, как отмечено в [1], до настоящего времени практика применения спутниковых наблюдений в данной области остается достаточно примитивной. В частности, это проявляется в том, что зачастую анализ спутниковых данных сводится к визуальному дешифрированию (см. в качестве примера [2]). Именно поэтому развитие новых и усовершенствование существующих методов обнаружения и контроля посевов наркосодержащих растений остается до сих пор актуальной проблемой ДЗЗ.

В работе [3] предложен способ идентификации малых объектов на известном фоне с помощью акустооптической фильтрации в реальном времени с использованием процедуры ортогонализации спектров возможных гипотез сигнала. Этот метод принципиально отличается от большинства методов, так или иначе основанных на вычислении различного рода метрических расстояний между многомерными векторами, описывающими исходные спектры и спектры гипотез. В работах [4, 5] в развитие этой процедуры был разработан метод ортогональной проекции для обнаружения относительно малых объектов по данным измерений видимого диапазона в мульти- и гиперспектральном анализе. Было показано на конкретном примере исследования данных ДЗЗ, что метод ортогональной проекции дает более устойчивые оценки различий спектральных сигнатур, чем метод минимума среднеквадратичных отклонений.

В данной работе приведены результаты разработки метода ортогональной проекции для идентификации протяженных объектов, не имеющих определенной формы. При этом нами ставилась задача адаптации метода ортогональной проекции раннего выявления посадок технической конопли на фоне яровых зерновых. Эта обусловлено тем, что в задаче выявления участков наркосодержащей конопли средствами спутникового мониторинга видимого диапазона техническая конопля является модельной культурой, поскольку имеет полностью совпадающие спектральные сигнатуры с наркосодержащей коноплей [6]. Сложность решения такой задачи заключается в том, что на ранней стадии роста (в мае) спектры конопли и яровых зерновых практически неотличимы как по яркости (сумма коэффициентов отражения спектральных компонент), так и по составу. В работе анализируются данные. полученные на полях средней полосы России (Орловская обл.) в 2002 г. Так, средний по полям коэффициент спектральной яркости (КСЯ) технической конопли отличался от КСЯ яровых на 3%, что меньше, чем разброс яркости среди полей одной из культур (среднеквадратичное отклонение ~4%). Ни один из известных методов идентификации не дает хоть сколько-нибудь надежного результата. В более поздний период времени (в июле или августе) задача выявления конопли существенно упрощается. В июле средняя яркость конопляных полей отличалась уже на 10%, а в августе – на 15%.

### 1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Суть метода заключается в следующем. Как известно (см., например, [7]) в многоспектральном анализе спектры можно представлять вектором в многомерном пространстве, по осям которого отложены интенсивности спектральных компонент (или коэффициентов отражения). Как указано в [3], в общем случае это пространство целесообразно расширить на отрицательные значения. Тогда в этом расширенном пространстве помимо понятий угла между векторами, нормы вектора и других можно ввести понятие вектора, ортогонального другому вектору или группе векторов, что невозможно сделать в обычном пространстве физических векторов. Причиной тому является факт, что вектор, ортогональный физическому вектору (конкретному спектру), обязательно должен иметь отрицательные компоненты, которые обращают скалярные произведения двух векторов в ноль. В этом пространстве справедливо

утверждение [3]: если есть три произвольных неколлинеарных вектора  $\vec{A}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{F}$ , то вектор  $\vec{F}$  всегда можно записать в виде

$$\vec{F} = \alpha \vec{A} + \beta \vec{B} + \vec{C}, \tag{1}$$

где  $\vec{C}$  – вектор, отвечает условиям ( $\vec{A}\vec{C}$ ) = ( $\vec{B}\vec{C}$ ) = 0, а  $\alpha$  и  $\beta$  – коэффициенты. То есть вектор  $\vec{C}$  ортогонален плоскости  $\vec{A}\vec{B}$ . Предположим, что все три вектора  $\vec{A}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{F}$  нормированы, т.е. ( $\vec{A}\vec{A}$ ) = ( $\vec{B}\vec{B}$ ) = = ( $\vec{F}\vec{F}$ ) = 1. Тогда, умножив скалярно последовательно (1) на  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$  и проведя простейшие преобразования, получим соотношения для  $\alpha$  и  $\beta$ :

$$\alpha = \frac{(\vec{F}\vec{A}) - (\vec{F}\vec{B})(\vec{A}\vec{B})}{1 - (\vec{A}\vec{B})^2}, \quad \beta = \frac{(\vec{F}\vec{B}) - (\vec{F}\vec{A})(\vec{A}\vec{B})}{1 - (\vec{A}\vec{B})^2}.$$
 (2)

Мы всегда можем так подобрать  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\vec{C}$ , чтобы  $(\vec{F}\vec{A})$  или  $(\vec{F}\vec{B})$  были равны нулю, т.е. чтобы вектор  $\vec{F}$  был ортогонален векторам  $\vec{A}$  или  $\vec{B}$ . В [3] доказывается, что при этом "незануленное" скалярное произведение будет максимально при  $\vec{C} \equiv 0$ , т.е., когда векторы  $\vec{A}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{F}$  лежат в одной плоскости. В этом случае вектор  $\vec{F}$ , ортогональный вектору  $\vec{A}$  и имеющий максимальное скалярное произведение с  $\vec{B}$ , можем записать в следующем виде:

$$F_a = \frac{\vec{B} - \vec{A}(\vec{A}\vec{B})}{\sqrt{1 - (\vec{A}\vec{B})^2}}.$$
(3)

И аналогично вектор, ортогональный вектору  $\vec{B}$  и имеющий максимальное скалярное произведение с  $\vec{A}$ , запишем в виде

$$\vec{F}_b = \frac{\vec{A} - B(\vec{A}\vec{B})}{\sqrt{1 - (\vec{A}\vec{B})^2}}.$$
(4)

Пусть теперь мы имеем библиотеку известных нормированных спектров-векторов  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$ , а в результате измерений после нормировки получили нормированный спектр неизвестного объекта  $\vec{D}$ . И мы хотим узнать, совпадает ли он с одним из векторов  $\vec{A}$  или  $\vec{B}$ , а если нет, то на какой из них он больше похож. Для этого мы скалярно перемножим этот вектор с каждым из векторов  $\vec{F}_a$  и  $\vec{F}_b$ . В случае совпадения с одним из указанных векторов, скалярное произведение с  $\vec{F}$  с противоположным индексом обратится в нуль. В случае несовпадения мерой похожести этого вектора на один из векторов  $\vec{A}$  или  $\vec{B}$  может служить отношение

$$r = \frac{(\vec{F}_a \vec{D})}{(\vec{F}_b \vec{D})}.$$

Параметр r — отношение проекций неизвестного вектора  $\vec{D}$  на вычисленные векторы-фильтры  $\vec{F}_a$ и  $\vec{F}_b$ . Если эта величина больше 1, то вектор  $\vec{D}$  более похож на вектор  $\vec{B}$ , и наоборот.

Таким образом, если есть две (или больше) гипотез физических векторов (отражательных спектров сигналов), то выяснить, гипотеза какого объекта больше соответствует изучаемому вектору сигнала, можно путем определения скалярного произведения его на вектора фильтров  $\vec{F}_a$  и  $\vec{F}_b$ .

### 2. РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА

Для разработки устойчивой и стабильной методики выявления и оценки исследования результатов незаконного землепользования использовался сервис "BEГA-Science" (http://sci-vega.ru/). В нем на базе ресурсов Центра коллективного пользования "ИКИ-Мониторинг" [8] организован доступ к долговременным большим архивам спутниковых данных. Архивы предоставляют доступ к безоблачным наблюдениям целевых регионов в заданном периоде фенологического цикла. В частности, в них возможно искать и обрабатывать архивные наборы данных дистанционных наблюдений с космического аппарата (КА) "Landsat-7" начиная с 1999 г. для средней полосы Европейской части России, в том числе, данные по полям с технической коноплей. Также в архивах доступны различные карты типов сельскохозяйственной растительности, покрывающие целевой регион. Такие карты регулярно строятся и обновляются в автоматическом режиме по данным прибора MODIS [9, 10]. Для точного позиционирования и выделения постоянных объектов также возможно использовать высокодетальную подложку от компании DIGITAL GLOBE (http://mapsapi.digitalglobe.com). Таким образом, в сервисе имеется необходимая возможность поиска и выбора полей с технической коноплей и полей с другими сельскохозяйственными культурами.

Кроме доступа к долговременным архивам спутниковых данных, сервис "ВЕГА-Science" также поддерживает их углубленный анализ. Эта возможность предоставляется в виде набора информационных web-инструментов, которые позволяют выполнять обработку доступной в системе информации ДЗЗ на мощностях самих центров хранения данных [11, 12]. Такая обработка проводится в автоматическом режиме и описана в работах [13, 14]. Именно в таком, автоматическом режиме нами была проведена обработка спутниковых данных при оценке среднестатистических характеристик исследуемых объектов, сельскохозяйственных полей с целевой культурой (техническая конопля) и фоновой культурой (яровые зерновые). Для математического моделирования были использованы оптические сигналы с семи полей, засеянных технической коноплей, и девяти полей, засеянных на трех сроках вегетации в 2002 г.) Данные по КСЯ (без атмосферной коррекции) получены по данным спутниковых измерений аппаратурой ETM+ (КА "Landsat-7") в семи диапазонах видимого и ближнего ИК-спектров – BLUE: 450...515 нм (канал 1), GREEN: 525...605 нм (канал 2), RED: 630...690 нм (канал 3), NIR: 775...900 нм (канал 4), SWIR1: 1550...1750 нм (канал 5), SWIR2: 2080...2350 нм (канал 6), Панхроматический: 0.52...0.90 нм (канал 7) (https://landsat.gsfc.nasa.gov/ the-enhanced-thematic-mapper-plus/).

На рис. 1а и 16 приведены усредненные (по пространству) спектры отражения  $K_{\rm отр}$  этих полей, полученные в мае. Пунктиром на рис. 1а обозначен спектр поля, который заметно отличается от остальных спектров. Мы предполагаем, что это различие связано с тем, что это поле могло быть засеяно в заметно другое (относительно иных полей) время. Доказательством тому может служить тот факт, что в последующие вегетативные периоды это отличие было снивелировано. Из рисунков хорошо видно, что разброс (вариативность) спектров довольно велик, а различия между спектрами конопли и яровых очень малы — визуально они вообще неразличимы.

На рис. 2а и 2б приведены аналогичные спектры, но нормированные. Спектр поля, который отличается, также выделен пунктиром. Видно, что он заметно отличается от остальных спектров конопли. Нормировка, как и в [4], проводилась так, что сумма квадратов компонент каждого из спектров была равна 1. При такой нормировке пропадает информация об интегральном коэффициенте отражения (яркости), зато заметно уменьшается вариативность спектров, что, как показано в [5], в большинстве случаев заметно повышает распознаваемость объектов. Одной из мер различия спектров может служить угол между ними, косинус которого равен скалярному произведению нормированных векторов. Расчет показывает, что угол между усредненным нормированным спектром конопли и таким же спектром яровых  $(1.6^{\circ})$  меньше, чем угол между средним спектром и спектрами разных полей конопли (~3°). То есть задача распознавания конопляных полей кажется неразрешимой.

При поиске нужного объекта могут возникать два типа ошибок распознавания — в одних случаях искомый объект может быть пропущен, т.е. не обнаружен, в других, наоборот, "неправильный" объект может быть воспринят, как искомый. В данном случае при решении задачи поиска полей с наркосодержащими растениями, первый тип



**Рис. 1.** Спектры семи полей конопли (а) и девяти полей яровых (б), май 2002 г., *n* – номер спектрального канала, пунктир – поле *3*.



**Рис. 2.** Нормированные спектры семи полей конопли (а) девяти полей яровых (б), май 2002 г., *n* – номер спектрального канала, пунктир – поле *3*.

ошибок более неприятен, чем второй. Кроме того, при данном способе распознавания существенное значение имеет достоверность отличия величины r от 1. Исходя из точности измерения спектров, их вариативности при усреднении по пространству полей, мы приняли эту величину за 10%. То есть если величина rлежит в пределах от 0.9 до 1.1, мы считаем результат сомнительным.

Помимо нормированных спектров полей были исследованы и спектры, полученные специальной калибровкой. Она заключалась в том, что компоненты исходных спектров всех полей делились на соответствующие компоненты усредненного спектра конопли. При других типах калибровки (делении на компоненты спектра яровых или на полусумму компонент конопли и яровых), а также без калибровки, ошибок первого типа, когда поля с коноплей пропускались, были немного больше. Смысл такого типа калибровок заключается в том, что уменьшается влияние искажения спектров атмосферой (в каждом месяце для всех полей измерения производились в один день). Для идентификации объектов методом наименьших квадратов калибровка заметного эффекта не дает.

На рис. За приведены результаты распознавания полей технической конопли в разные месяцы методом ортогональной проекции для калиброванных спектров первого из описанных типов.



**Рис. 3.** Результаты распознавания конопляных полей методом ортогональной проекции (а) и методом наименьших квадратов (б); N – номер поля, горизонтальной кривой обозначен уровень r = 1.

Горизонтальной прямой обозначен уровень *r*, равный 1. Точки, лежащие ниже этого уровня, означают неверное распознавание. Видно, что в мае только одно поле (*3*) из семи не было верно идентифицировано. В остальные два месяца ошибок при идентификации этим методом не было.

На рис. Зб приведены аналогичные результаты, полученные методом наименьших квадратов, являющегося основой большинства других методов распознавания объектов. Из рисунка видно, что в мае поле 3 было неверно идентифицировано. То, что в мае поле 3 не удалось идентифицировать обоими методами, не удивительно. Как видно из рис. 2a, нормированный спектр этого поля сильно отличается от прочих. Угол между ним и средним спектром составляет 7.67°, что значительно превышает угол между средними



**Рис. 4.** Результаты распознавания яровых методом ортогональной проекции (а) и методом наименьших квадратов (б); N – номер поля, горизонтальной кривой обозначен уровень r = 1.

спектрами конопли и яровых (1.63°). В июле и августе это отличие практически полностью нивелировано.

Кроме того, результат идентификации поля 6 следует отнести к сомнительным (r = 1.09), а полей 4 и  $5 - \kappa$  почти сомнительным (r = 0.87 и 1.16 соответственно). В июле поля 1 и 2 по этому методу также определены неверно. Из сравнения рис. За и 36 видно, что распознавание конопляных полей в мае методом ортогональной проекции дает значительно более надежные результаты — практически все значения r, полученные методом наименьших квадратов находятся возле 1, в то время как метод ортогональной проекции дает значения r, заметно отличающиеся от 1 (кроме поля 3).

На рис. 4а представлены результаты идентификации яровых полей методом ортогональной

Месяц	Ортогональная проекция				Наименьшие квадраты			
	конопля		яровые		конопля		яровые	
	ошибки 1-го типа	сомнительные	ошибки 2-го типа	сомнительные	ошибки 1-го типа	сомнительные	ошибки 2-го типа	сомнительные
Май	1	_	5	_	1	1	3	1
Июль	_	—	_	_	2	—	1	_
Август	—	_	—	_	—	—	—	_

Таблица 1. Ошибки идентификации

проекции. Видно, что в мае из девяти полей верно идентифицированы только четыре. При других калибровках ошибок распознавания второго типа меньше, зато больше более важных ошибок первого типа. В другие месяцы идентификация яровых этим методом была безошибочна. На рис. 46 представлены результаты идентификации яровых, полученные методом наименьших квадратов. В мае три из девяти полей определены неверно (1, 7, 8), а результат идентификации поля 4 следует отнести к сомнительным. В июле неверно идентифицировано поле 4. В августе ошибок идентификации нет.

Заметим, что повышение требования к достоверности с 10 до 20% никак не сказывается на распознаваемости методом ортогональной проекции, в то время как при применении метода наименьших квадратов целый ряд полей из категории распознанных переходит в разряд сомнительных. Результаты идентификации полей обеими методами приведены в табл. 1. Видно, что метод ортогональной проекции значительно лучше выявляет посадки конопли, пропустив лишь одно поле в мае. В более поздние периоды он вообще не дал ошибок при идентификации как конопляных полей, так и яровых.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нормировка спектров оказывается полезной – потеря яркостной информации полностью окупается уменьшением вариативности спектров каждого типа. Нормировка спектров в сочетании со специальной калибровкой и применением метода ортогональной проекции дает выигрыш по сравнению с другими методами в распознаваемости объектов, особенно в тех случаях, когда яркости спектров возможных гипотез сигналов мало различаются. Из сравнения рисунков видно, что когда эти яркости близки (в мае) метод наименьших квадратов, более чувствительный именно к яркости, проигрывает методу ортогональной проекции. В августе, когда спектры и так хорошо различимы, этот метод догоняет метод ортогональной проекции. Но в мае и июле он дает больше сбоев, особенно первого типа, чем метод ортогональной проекции.

Рассмотренный метод благодаря своей простоте и эффективности может быть использован в широком классе задач, требующих быстрого принятия решений.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-29-09615 офи\_м).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Саворский В.П., Панова О.Ю., Савченко Е.В. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 5. С. 13.
- Afghanistan Opium Survey 2017. Cultivation and Production: United Nations Office on Drugs and Crime (UNODC) Research. Afghanistan, 2017.
- 3. *Герус А.В., Герус Т.Г.* // Физ. основы приборостроения. 2015. Т. 4. № 17. С. 70.
- 4. *Герус А.В., Савченко Е.В., Саворский В.П.* // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 4. С. 27.
- 5. *Герус А.В., Савченко Е.В., Саворский В.П.* // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 11. С. 1684. http:// jre.cplire.ru/jre/nov17/8/text.pdf.

- 6. *Walthall C.L., Daughtry C. S.T., Pachepsky L. //* Beltsville, MD, USA: USDA-ARS Hydrology and Remote Sensing Laboratory, 2003.
- 7. Manolakis D., Shaw G. // IEEE Signal Processing Magazine. 2002. V. 19. № 1. P. 378.
- 8. Лупян Е.А., Бурцев М.А., Балашов И.В. и др. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 5. С. 263.
- 9. Плотников Д.Е., Барталев С.А., Лупян Е.А. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2008. Т. 2. № 5. С. 322.
- 10. Барталев С.А., Егоров В.А., Лупян Е.А. и др. // Комп. оптика. 2011. Т. 35. № 1. С. 103.

- 11. Кашницкий А.В., Балашов И.В., Лупян Е.А. и др. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 1. С. 156.
- 12. Кашницкий А.В., Лупян Е.А., Балашов И.В., Константинова А.М. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 9. С. 772.
- 13. Толпин В.А., Барталев С.А., Бурцев М.А. и др. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2007. Т. 2. № 4. С. 380.
- 14. *Толпин В.А., Лупян Е.А., Барталев С.А. и др.* // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 7. С. 581.

## РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 538.91

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ОДНООСНОГО РАСТЯЖЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ И СТРУКТУРНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В TaS<sub>3</sub> НИЖЕ АЗОТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

© 2020 г. М. В. Никитин<sup>а,</sup> \*, А. В. Фролов<sup>а</sup>, А. П. Орлов<sup>а</sup>, В. Я. Покровский<sup>а</sup>, С. Г. Зыбцев<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация \*E-mail: nikitin@cplire.ru Поступила в редакцию 05.12.2019 г. После доработки 11.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

Исследована эволюция вида вольт-амперных характеристик квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub> при одноосном растяжении є в диапазоне температур 150...40 К. Найдено, что при всех температурах удлинение приводит к образованию "ультракогерентной" волны зарядовой плотности, главной особенностью которой является резкий рост проводимости в электрическом поле выше порогового: но если выше 100 К переход в зависимости от є происходит практически скачкообразно, то ниже 90 К при удлинении возникает промежуточная область, в которой пороговое поле резко возрастает и плохо определено из-за слабой нелинейной проводимости. Результат доказывает возникновение пространственно-неоднородного состояния ВЗП ниже 90 К.

DOI: 10.31857/S0033849420100058

### введение

Трисульфид тантала ромбической фазы (TaS<sub>3</sub>) один из характерных и наиболее детально изученных квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. В этом соединении при температуре пайерлсовского перехода  $T_{\rm P}$  = = 220 К возникает трехмерно упорядоченная ВЗП (электронный кристалл) с компонентой q волнового вектора, направленной вдоль оси с наибольшей проводимости и близкой по величине к  $(1/4)c^*$ , где  $c^*$  — модуль вектора обратной решетки. В результате этого происходит полная диэлектризация электронного спектра. При  $T > 100 \text{ K B3 \Pi}$  проявляет все характерные для этого коллективного состояния свойства: проводимость в слабых полях падает с энергией активации, согласующейся с величиной пайерлсовской щели, 2Δ. Выше порогового поля Е, значение которого в наиболее совершенных образцах может быть ниже 0.2 В/см, происходит резкий рост проводимости. При этом возникает узкополосный шум, а при воздействии поля ВЧ-СВЧ-диапазонов – ступеньки Шапиро, свидетельствующие о скольжении ВЗП. Ниже 100 К происходит качественное изменение свойств TaS<sub>3</sub> [2-4]. Энергия активации проводимости  $E_a \equiv$  $\equiv$  dln $\sigma$ /d(1/T) снижается примерно в два-три раза, причем в области 55...70 К на зависимости  $E_a(T)$  наблюдается минимум [2, 3, 5, 6]. Значение  $E_t$ ниже 80 К начинает резко возрастать, а при  $E < E_t$ появляется нелинейная проводимость – беспороговая или со слабо выраженным порогом [2–4]. Возникло предположение, что эта проводимость вызвана солитонами или, в более широком понимании, – нелинейными возбуждениями ВЗП. Эти же возбуждения вносят вклад и в линейную проводимость, что доказали исследования фотопроводимости [7]. О переходе ВЗП в новое состояние при низких температурах свидетельствуют и исследования частотной зависимости проводимости [8, 9]. Релаксационные процессы в ВЗП при низких температурах указывают на возникновение стекольного состояния [9, 10].

Во всех случаях низкотемпературное состояние ВЗП характеризуется как неупорядоченное. Возникновение беспорядка в ВЗП связывается с ухудшением экранирования примесей [4]. В частности, в [11] показано, что в рамках модели слабого пиннинга из-за роста модуля упругости ВЗП с понижением температуры [12] возрастает механическое напряжение ВЗП, то есть, отклонение химического потенциала от равновесного значения. В некоторых точках напряжение достигает критического значения, и происходит локальное подавление щели 2Δ. В результате в объеме кристалла должны возникать дислокации ВЗП. Вместе с тем прямых доказательств неоднородности низкотемпературного состояния ВЗП получено не было.

Кроме того, напомним, что аналогичные аномалии свойств ВЗП при температурах ниже примерно  $T_{\rm P}/2 - T_{\rm P}/3$  характерны для разных квазиодномерных соединений, например,  $K_{0.3}$ MoO<sub>3</sub> и (TaSe<sub>4</sub>)<sub>2</sub>I. Эти низкотемпературные особенности ВЗП обсуждаются, в частности, в [1, разд. 6.3.3, 6.3.4 и 7.3.3.2] и также объясняются ослаблением экранирования деформаций ВЗП, ростом ее модуля упругости и, как следствие, переходом к сильному пиннингу.

Другое неразгаданное, хотя и давно обнаруженное явление в TaS<sub>3</sub>, – резкое изменение свойств ВЗП при достижении критического одноосного удлинения  $\varepsilon_c = 0.4...0.8\%$  [12, 14, 16]. При  $\varepsilon > \varepsilon_c$  индекс возникает новое состояние ВЗП, в котором пороговое поле  $E_t^{\rm VK}$  меньше в несколько раз, чем при  $\varepsilon = 0$ , а срыв ВЗП с примесей (депиннинг) происходит гораздо резче. В наиболее совершенных образцах выше  $E_t^{\rm VK}$  происходит практически скачкообразный рост проводимости до значения  $\sigma(E \to \infty)$ , в связи с чем это состояние ВЗП было названо "ультракогерентным" (УК) [17-19]. Переход ВЗП в новое состояние виден и по резкому возрастанию R(0) в зависимости от  $\varepsilon$  (здесь  $R(V) \equiv$  $\equiv dV/dI - \partial u db de penuuaльное$  сопротивление образца, V – напряжение, I – ток). В наиболее совершенных однородно растянутых образцах ширина перехода не превышает разрешения методики по ε, – около 0.02%, т.е. переход происходит практически скачкообразно [17]. Из ВАХ в области перехода видно, что "старая" ВЗП и УК ВЗП сосуществуют не смешиваясь, причем суммарная плотность заряда, сконденсированного в двух ВЗП, сохраняется [17]. Переход сопровождается минимумом модуля Юнга [20, 21]. Все это показывает, что при ε<sub>с</sub> происходит фазовый переход I рода с образованием новой ВЗП. Можно предположить, что УК ВЗП характеризуется новым волновым вектором, соответствующим другим условиям нестинга поверхностей Ферми. Однако в структурных исследованиях проявлений перехода пока не обнаружено. Не предложено и объяснений УК свойств новой ВЗП. Вместе с тем, исходя из существующего на сегодняшний день понимания, интересно было бы использовать переход как инструмент для исследования низкотемпературной аномалии свойств TaS<sub>3</sub>.

Хотя транспортные свойства растянутых образцов  $TaS_3$  ранее изучались при азотной температуре и ниже [6, 12, 22], систематических исследований вида ВАХ в зависимости от  $\varepsilon$  и *T* ниже 100 К пока не проводилось. В данной работе мы представляем результаты такого исследования. Обнаружено, что ниже 100 К область перехода ВЗП в УК-состояние расширяется, достигая  $\delta \epsilon \sim 0.3\%$ при 45 К. В этой промежуточной области свойства ВЗП наименее выражены: пороговое поле достигает максимальных значений и плохо определено из-за слабой нелинейности. Этот результат означает, что переход в УК-состояние происходит в разных областях образца при разных значениях є и свидетельствует о пространственно неоднородной деформации ВЗП в образце. При этом промежуточное состояние является пространственно неоднородной смесью обычной и УК ВЗП. Другой особенностью низкотемпературной УК ВЗП является большое значение Е, превышающее Е, для обычной ВЗП. Такая "инверсия" свойств обычной и УК ВЗП свидетельствует об изменении типа пиннинга при низких температурах.

Следует отметить, что данная работа представляет собой не первую попытку выяснения природы низкотемпературной аномалии ВЗП в  $TaS_3$  с использованием одноосного растяжения. В недавней работе [6] исследование проводимости растянутых образцов в зависимости от мощности ИК-излучения выявило вклад солитонов в фотопроводимость.

### 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований были отобраны наиболее совершенные вискеры TaS<sub>3</sub>, синтезированные в группе Р.Е. Торна (США). Для одноосного растяжения использовалась методика изгиба подложки с помощью штифта, описанная нами ранее [18]. Для достижения достаточной деформации без риска сломать эпоксидную подложку образец подвешивали между двумя кремниевыми площадками, приклеенными к подложке, т.е. приподнимали над подложкой [21, 23]. В результате те же значения є достигались при меньшем изгибе, чем в случае монтажа образца непосредственно на подложке. Удлинение рассчитывалось исходя из величины перемещения штифта и геометрии подложки с площадками [23]. Разрешение по удлинению было не хуже  $\delta \varepsilon = 0.03\%$ . Точку отсчета є при каждой температуре определяли по началу роста проводимости образца. Проводимость измеряли двухконтактным методом на переменном токе методом синхронного детектирования. При высоких температурах ( $R(0) \leq 1$  МОм) измерения проводили в режиме заданного тока, при низких ( $R(0) \gtrsim 1$  МОм) — в режиме заданного напряжения. ВАХ представлены в "дифференциальном" виде — как зависимости R(V). Критическое удлинение є мы определяли как точку максимума производной  $dR(0)/d\epsilon$ . Сходные результаты были получены на двух образцах. Ниже все результаты приведены для образца TaS<sub>3</sub> с размерами  $L \times w \times t = 526 \times 2.6 \times 0.5$  мкм<sup>3</sup>, на котором проведены наиболее детальные исследования (размеры второго образца – 663 × 3 × 0.5 мкм<sup>3</sup>).

### 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1а представлен набор ВАХ при T = 110 К. На этом же графике показана зависимость R(0) от  $\varepsilon$ . Изменение вида ВАХ с ростом удлинения типично для температур 100...185 К [22]. Вначале с ростом  $\varepsilon$  происходит плавное снижение R(0) и одновременно виден плавный рост  $E_t$ , хотя в некоторых образцах  $E_t$  может и уменьшаться [17]. Область  $\varepsilon_c$  характеризуется быстрым ростом R(0), а на ВАХ появляется новый порог начала нелинейной проводимости, связанный со скольжением УК ВЗП. Заметным остается и порог для срыва старой ВЗП.<sup>1</sup> Окончание перехода характеризуется выходом R(0) на постоянное значение. В этой области вид ВАХ практически перестает зависеть от  $\varepsilon$ .

На рис. 16 показаны аналогичный набор ВАХ и зависимость R(0) от є при 80 К. Видно, что переход в состояние УК ВЗП также наблюдается, но значение  $E_t^{YK}$  оказывается выше, чем  $E_t$ . В целом значения пороговых полей заметно выше, чем на рис. 1а. Главное, чем отличатся рис. 16 — появление широкой промежуточной области є, в которой нелинейность слабая, а значение  $E_t$  плохо определено. Тем не менее при всех растяжениях в области порога наблюдается резкий рост низкочастотных шумов, что облегчает определение  $E_t$ .

При дальнейшем понижении температуры переход в состояние УК ВЗП сохраняется, хотя когерентность этого состояния не так выражена, как при высоких температурах. Это видно из рис. 1в, где аналогичные кривые приведены при 53 К.<sup>2</sup> Зависимость R(0) от є при T = 53 К существенно отличается от соответствующих зависимостей при более высоких температурах (см. рис. 1а, 1б), в качественном согласии с [22], однако и в этом случае сохраняется участок небольшого роста R(0),

что позволяет определять величину  $\varepsilon_c$ . Чем ниже температура, тем шире промежуточная область. Это видно также из рис. 2, на котором показан результат обработки ВАХ, измеренных при разных растяжениях и температурах. Значения  $\varepsilon_c$ , определенные по зависимостям R(0) от  $\varepsilon$ , отмечены точками; примерно при этих же значениях  $\varepsilon$  пороговое поле достигает максимума. Там же показано начало перехода от обычной ВЗП к промежуточному состоянию (квадратики). Критерием перехода было начало размытия ВАХ в области порогового поля.

На рис. 2 отмечено и завершение перехода в УК-состояние (кружочки). Здесь критерием было исчезновение зависимости  $E_t^{\rm YK}$  от  $\varepsilon$ . Хотя возможны и другие критерии, данное определение начала и конца перехода представляется наиболее удобным. Температурные зависимости обеих границ перехода приблизительно обозначены сплошными линиями. На этих зависимостях можно различить и более тонкую структуру, превышающую погрешность определения  $\varepsilon$ , однако мы не будем рассматривать ее в данной работе.

Главный вывод, который можно сделать из рис. 2, — с понижением температуры область промежуточного состояния ВЗП расширяется. Расширение области перехода в ВЗП в УК-состояние ниже 90 К видно также из зависимостей R(0) от  $\varepsilon$ (см. рис. 1).

На рис. 3 представлены зависимости  $E_t$  и  $E_t^{YK}$ от температуры. Кривая  $E_t(T)$  типична для TaS<sub>3</sub> [24, 25]. Выше 90 К зависимость слабая, в области 90 К наблюдается минимум. Ниже 90 К зависимость описывается экспоненциальной зависимостью:  $E_t \propto \exp(-T/T_0)$ . Такой рост  $E_t$  при низких температурах принято объяснять уменьшением термических флуктуаций, которое сводится к эффективному росту потенциала пиннинга ВЗП [26]. Теми же характерными чертами обладает зависимость  $E_t^{\text{УК}}(T)$ , но, кроме того, наблюдается резкий рост порогового поля с понижением T в области 85...90 К, в которой кривая  $E_t^{\rm YK}(T)$  пересекает  $E_t(T)^3$ . Ранее подобные зависимости были приведены в работах [15]<sup>4</sup> (выше 80 К) и [6], однако состояние ВЗП в растянутом образце не было определено, и в некоторых случаях є было меньше  $\varepsilon_c$ .

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Образец в этом состоянии можно представить, как смесь старой и УК ВЗП. Моделирование проводимости смеси показало, что домены старой и УК ВЗП соединены параллельно, а не последовательно. Таким образом, УК ВЗП образуется в виде ламелей.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> В области порогового напряжения на ВАХ, зарегистрированных при ε > ε<sub>c</sub>, видны вертикальные выбросы. Такие шумовые выбросы наблюдаются при резком изменении показаний синхронного детектора и характерны для измерений в режиме заданного напряжения.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Резкий рост проводимости наблюдался в области  $E_t^{\rm YK}$  также на ВАХ данного образца в нерастянутом состоянии при T < 70 К.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Обращаем внимание, что в [15] на рис. 6 перепутаны обозначения  $E_t$  при  $\varepsilon = 0$  и  $\varepsilon = 0.4\%$ .



**Рис. 1.** Зависимости R(V) при разных значениях є при T = 110 (а), 80 (б) и 53 К (в). Кривые сдвинуты по горизонтали вправо пропорционально є. На каждом из рисунков показана также зависимость R(0) от є (со сдвигом вверх); стрелкой отмечено значение  $\varepsilon_c$ .



**Рис. 2.** Температурные зависимости удлинения, при котором исчезает обычная ВЗП (квадратики), завершается формирование УК ВЗП (кружочки), а также достигается максимум  $dR/d\varepsilon$  (точки). Сплошные линии – визуальные ориентиры.

Расширение области перехода ВЗП в УК-состояние ниже 90 К (см. рис. 2) свидетельствует о возникновении промежуточного состояния, в котором ВЗП пространственно-неоднородно деформирована. Чтобы объяснить этот вывод, конкретизируем условие возникновения УК ВЗП.

Известно, что при деформации образца  $TaS_3$  период ВЗП изменяется относительно решетки кристалла. В работе [18] показано, что при удлинении вискера период ВЗП уменьшается относительно периода решетки и получена оценка:

$$g \equiv \left(\frac{\delta q'}{q'}\right) / \left(\frac{\delta c^*}{c^*}\right) = -\left(\frac{\delta q'}{q'}\right) / \varepsilon \approx -0.22,$$

где q' — продольная компонента волнового вектора ВЗП (т.е. его проекция на ось  $c^*$ ), нормированная на  $c^*$ :  $q' = q/c^*$ .

Будем считать, что условие появления УК ВЗП – достижение некоторого критического значения  $\delta q'$ . Если ВЗП пространственно-неоднородно деформирована, это условие достигается в разных частях образца при разных є, и переход растягивается на величину  $\delta \varepsilon$ , которую можно оценить как  $\delta \varepsilon = (\delta q/q)_i/|g|$ , где  $(\delta q/q)_i$  – масштаб неоднородности компоненты вектора обратной решетки *c*<sup>\*</sup>. Взяв  $\delta \varepsilon = 0.3\%$  при T = 45 К (см. рис. 2), получаем ( $\delta q/q$ )<sub>*i*</sub> ~ 0.06\%. Это достаточно большая деформация ВЗП. Можно оценить соответствующий сдвиг (масштаб пространственных флуктуаций) химического потенциала  $\zeta$ , используя соотношение [19, 27]:

$$d\zeta/dq \approx T/[q-q(0)] \approx (T/q)[p(300 \text{ K})/p(45 \text{ K})],$$

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020



**Рис. 3.** Температурные зависимости  $E_t$  (квадратики) и  $E_t^{\text{УК}}$  (кружочки).

где p — концентрация дырок (основных носителей в TaS<sub>3</sub>).

Для данного образца p(300 K)/p(45 K) превышает 10<sup>6</sup>. В результате получим значения  $\zeta \sim T(\delta q/q)_i p(300 \text{ K})/p(45 \text{ K}) \sim 27000 \text{ K}$ , заведомо превосходящие  $\Delta \sim 1000 \text{ K}$ . Известно, что подавление щели (проскальзывание фазы) в TaS<sub>3</sub> происходит при  $\zeta \ll \Delta$  [28]. Это означает, что деформация ВЗП такого масштаба не может существовать при низких температурах в рамках модели слабого пиннинга, что можно связать с ростом модуля упругости ВЗП  $Y \propto d\zeta/dq \propto \exp(\Delta/T)$  [11, 12]. Скорее всего, в объеме ВЗП ниже 90 К возникают структурные дефекты.

Эти рассуждения представляются упрощенными, поскольку условие возникновения УК ВЗП нам неизвестно, а также потому что для описания взаимодействия ВЗП и решетки недостаточно одной продольной компоненты волнового вектора ВЗП [18]. В то же время они позволяют ясно понять природу промежуточного состояния ВЗП. Очевидно, это неоднородная смесь двух состояний ВЗП обычного и "ультракогерентного". Ясно, что скольжение (точнее, переползание — сгеер) такой смеси возможно только в огромных электрических полях.

В [19] было замечено, что структурные дефекты ВЗП могут существенно искажать решетку. В [29] был сделан вывод, что в области азотной температуры модули упругости ВЗП и кристалла становятся сравнимыми по величине. В результате неоднородная деформация ВЗП должна передаваться решетке. Было бы интересно провести низкотемпературные исследования структуры и сверхструктуры TaS<sub>3</sub> с целью поиска неоднородной деформации.

Другой интересный результат — "инверсия" пороговых полей в обычной и УК ВЗП ниже 90 К (рис. 3). Такое поведение  $E_t(T)$  и  $E_t^{\rm YK}(T)$  указыва-

ет на изменение типа пиннинга ниже 90 К. В [19] показано, что УК ВЗП обладает более высокой прочностью на разрыв. Кроме того, в данном образце R(0) в УК-состоянии выше, чем при  $\varepsilon = 0$ . следовательно, модуль Юнга для УК ВЗП также выше. Оба фактора увеличивают объем когерентности УК ВЗП по сравнению с обычной ВЗП, что в рамках модели слабого пиннинга объясняет малое значение  $E_t^{\rm yK}$  выше 90 К. При сильном пиннинге модуль упругости ВЗП не влияет на пороговое поле и рост объема когерентности не приводит к уменьшению  $E_t^{\rm YK}$ . Более того, срыв с центра сильного пиннинга требует большей силы для более жесткой УК ВЗП, прочность на разрыв которой также выше. В то же время для обычной ВЗП полавление шели происходит при меньшем усилии, что облегчает срыв с центров сильного пиннинга, хотя он происходит не столь когерентно. Это можно понять в рамках модели [30], согласно которой срыв с центра пиннинга происходит при сильной локальной деформации ВЗП. Приведенные качественные рассуждения могут объяснить,

почему  $E_t^{\text{УК}}$  при низких температурах выше  $E_t$ .

Эволюция вида ВАХ от є и T (см. рис. 1) делает понятным ранее приведенный результат (см. [19, рис. 3а]), где был представлен набор ВАХ при фиксированном є в диапазоне T = 78...201 К. Резкий рост  $E_t$  и размытие области депиннинга ниже 85 К означает, что ВЗП оказалась в промежуточном состоянии, т.е. состояние УК ВЗП не было достигнуто. Таким образом, результаты нашего эксперимента согласуются с полученными ранее данными и проясняют их.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы ВАХ образцов TaS<sub>3</sub> ромбической фазы при разных значениях одноосного растяжения в широком диапазоне температур. Показано, что переход ВЗП в УК-состояние сохраняется при низких температурах, вплоть до 45 К. Ниже 90 К область перехода расширяется. В этой промежуточной области растяжений пороговое поле резко возрастает, а ВАХ в области порога становятся размытыми. Это подтверждает, что ВЗП ниже 90 К находится в неоднородно деформированном состоянии. Оценка пространственных флуктуаций продольной компоненты волнового вектора ВЗП дает значения, достигающие ( $\delta q/q$ )<sub>*i*</sub> ~  $\sim 0.06\%$  при T = 45 К.

УК-состояние характеризуется выраженным порогом депиннинга ВЗП, но при T < 90 К пороговое поле в УК-состоянии оказывается выше, чем при нулевом растяжении. Результат можно объяснить переходом ВЗП при низких температу-

рах к сильному пиннингу на дефектах типа дислокаций, образующихся в объеме ВЗП.

Приведенный эксперимент показал, что одноосное растяжение квазиодномерного проводника с ВЗП может не только сопровождаться интересными и ранее не изученными эффектами, но и давать важную информацию о структуре электронного кристалла в нерастянутом образце.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 17-02-01343, 18-02-00931). Исследование влияния деформации на нелинейную проводимость проводилось в рамках проекта Российского научного фонда № 17-12-01519. А.В. Фролов и А.П. Орлов проводили экспериментальные исследования за счет бюджетного финансирования в рамках госзадания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Monceau P. // Advances in Physics. 2012. V. 61. № 4. P. 325.
- 2. *Takoshima T., Ido M., Tsutsumi T. et al.* // Sol. State Commun. 1980. V. 35. № 11. P. 911.
- Жилинский С.К., Иткис М.Е., Кальнова И.Ю. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 2. С. 362.
- 4. *Itkis M.E., Nad' F.Ya., Monceau P. //* J Phys.: Cond. Matter. 1990. V. 2. № 22. P. 8327.
- Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V., Monceau P. et al. // J. Phys.: Cond. Matter. 1993. V. 5. № 50. P. 9317.
- 6. *Минакова В.Е., Талденков А.Н., Зайцев-Зотов С.В. //* Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 3. С. 178.
- Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. № 26. P. 266404.
- Sridhar S., Reagor D., Grüner G. // Phys. Rev. B. 1986.
   V. 34. № 4. P. 2223.
- Nad' F., Monceau P. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. № 4. P. 2052.
- Starešinić D., Biljaković K., Brütting W. et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. № 16. P. 165109.
- Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V. // Synthetic Metals. 1989. V. 32. № 3. P. 321.
- Артеменко С.Н., Волков А.Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 5. С. 1872.
- Преображенский В.Б., Талденков А.Н., Кальнова И.Ю. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 5. С. 183.
- 14. Preobrazhensky V.B., Taldenkov A.N., Shabanov S.Yu. // Sol. State Commun. 1985. V. 54. № 5. P. 399.
- Davis T.A., Schaffer W., Skove M.J et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 14. P. 10094.
- Brill J.W. Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases / Ed. M. Levy. N.Y.: Acad. Press, 2001. V. 2. Ch. 10. P. 143.
- Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya. // Physica B. 2015.
   V. 460. P. 34.

- Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. № 11. P. 115140.
- 19. Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Жигалина О.М. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. № 4. С. 776.
- 20. Das K., Chung M., Skove M.J et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. № 11. P. 7915.
- 21. *Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г. и др. //* Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 1. С. 54.
- Lear R.S., Skove M.J., Stillwell E.P. et al. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. № 10. P. 5656.
- Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г. // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1110.

- 24. *Wang Z.Z., Salva H., Monceau P. et al.* // J. Phys. Lett. 1983. V. 44. № 8. P. 311.
- Lyons W.G., Tucker J.R. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. № 3. P. 1720.
- Maki K., Virosztek A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 4. P. 2852.
- 27. *Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V.* // Nat. Commun. 2010. V. 1. № 85.
- 28. Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4. С. 1394.
- 29. Golovnya A.V., Pokrovskii V.Ya., Shadrin P.M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 24. P. 246401.
- 30. Abe S. // J. Phys. Soc. Japan. 1986. V. 55. № 6. P. 1987.

———— НАНОЭЛЕКТРОНИКА ——

УДК 538.955

# РЕЗИСТИВНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ МЕМРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТА (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 – x</sub> С ПРОСЛОЙКОЙ LiNbO<sub>3</sub>: ПЛАСТИЧНОСТЬ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2020 г. А. Н. Мацукатова<sup>*a*, *b*</sup>, К. Э. Никируй<sup>*a*</sup>, А. А. Миннеханов<sup>*a*</sup>, С. Н. Николаев<sup>*a*</sup>, А. В. Емельянов<sup>*a*, *c*</sup>, В. А. Леванов<sup>*a*, *b*</sup>, К. Ю. Черноглазов<sup>*a*</sup>, А. В. Ситников<sup>*a*, *d*</sup>, А. С. Веденеев<sup>*e*</sup>, А. С. Бугаев<sup>*c*, *e*</sup>, В. В. Рыльков<sup>*a*, *e*, \*, \*\*</sup>

<sup>а</sup>Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

<sup>b</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,

Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Российская Федерация

<sup>с</sup>Московский физико-технический институт,

Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

<sup>d</sup>Воронежский государственный технический университет, Московский просп., 14, Воронеж, 394026 Российская Федерация

<sup>е</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

арузинский филиал Института рабоютехники и электроники им. Б.А. Котельникова ГА просп. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

\*E-mail: vvrvlkov@mail.ru

\*\**E-mail: rylkov vv@nrcki.ru* 

Поступила в редакцию 09.12.2019 г. После доработки 09.12.2019 г. Принята к публикации 11.12.2019 г.

Изучено резистивное переключение (РП) мемристивных структур металл/наномпозит/металл (M/HK/M) на основе HK ( $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ )<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub> с содержанием ферромагнитного сплава  $x \approx 8...20$  ат. %. Структуры синтезированы методом ионно-лучевого распыления при повышенном содержании кислорода ( $\approx 2 \times 10^{-5}$  Topp) на начальном этапе роста HK, в результате чего у нижнего электрода возникает тонкая (15...18 нм) LiNbO<sub>3</sub> прослойка. Установлено, что структуры обладают многоуровневым характером РП (не менее четырех уровней) и временем хранения возникающих резистивных состояний (PC) более  $10^4$  с, а также демонстрируют возможность изменения PC по биоподобным правилам типа STDP (Spike-Timing-Dependent Plasticity — пластичности, зависящей от времени прихода импульсов). Обнаружена необычная кинетика РП в низкоомное состояние: РП возникает с задержкой около 70 мкс, при этом время РП достигает ~5 нс, а энергозатраты на переключение составляют ~1 нДж.

DOI: 10.31857/S0033849420090077

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Мемристоры (резисторы с памятью) являются перспективными элементами при построении нового типа энергонезависимой памяти типа RRAM и нейроморфных вычислительных систем (HBC), поскольку обладают малым энергопотреблением при записи/считывании информации, многоуровневым характером резистивного переключения (РП) и потому способны эмулировать ключевые элементы HBC – синапсы [1–4].

Эффекты РП обычно наблюдают в мемристивных структурах металл/диэлектрик/металл (МДМ), в которых они обусловлены процессами электромиграции вакансий кислорода или катионов металлов [1–4]. В результате в диэлектрическом слое образуются (или разрушаются) нитевидные проводящие каналы (филаменты), характер формирования которых в значительной степени случаен, что является одной из основных причин деградации свойств мемристоров при циклических РП [2, 3]. В случае структур металл/нанокомпозит/металл (М/НК/М) переход в проводящее состояние определяется перколяционными цепочками, заданными пространственным положением и концентрацией наногранул металла в НК, и потому их устойчивость к РП выше [5]. В частности, ощутимых результатов удалось достичь в структурах M/Pt–SiO<sub>2</sub>/M, в которых активный слой состоял из атомарных нанокластеров Pt,
1009

диспергированных в SiO<sub>2</sub> [6]. Показано, что в этом случае максимальное число РП N<sub>max</sub> превышает 3 × 10<sup>7</sup> при времени хранения резистивных состояний более шести месяцев. В наших недавних исследованиях М/НК/М-структур на основе НК (Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub> наблюдался эффект РП с отношением сопротивлений в высокоомном (выключенном) и низкоомном (включенном) состояниях  $R_{\rm off}/R_{\rm on} \sim 100$  при некотором оптимальном значении  $x = x_{ont} \approx 11...15$  ат. % ниже порога перколяции НК [7, 10]. Эффект хорошо воспроизводился при числе циклов  $P\Pi > 10^5$  и практически не зависел от типа контактов [5, 7, 8]. Кроме того, синтезированные М/НК/М-структуры обладали высокой степенью пластичности (плавным характером задания резистивного состояния в окне  $R_{on}-R_{off}$ ), что позволило эмулировать важные свойства биологических синапсов [8, 9]. Недавно нами также была продемонстрирована возможность масштабирования данных мемристивных структур путем формирования массива элементов площадью  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup> в топологии кроссбар с разбросом сопротивлений  $R_{\text{off}}$  и  $R_{\text{on}}$  менее 25% [10].

Однако исследований быстродействия мемри-М/НК/М-структур на базе стивных HK  $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x$ (LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub> в работах [5, 7–10] не проводилось. Между тем время резистивного переключения t<sub>PП</sub> из высокоомного в низкоомное состояние и обратно является безусловно важным параметром, характеризующим, в частности, энергопотребление структур при РП. Быстродействие РП играет ключевую роль для практических применений мемристоров в качестве элементов RRAM памяти или в процессорах с архитектурой типа "вычисления в памяти" [11]. И хотя в МДМструктурах РП связывается в основном с движением ионов, во многих типах оксидных систем достигнуты довольно малые времена РП при толщинах оксидного слоя  $d \sim 10...50$  нм ( $t_{P\Pi} \approx 100$  нс для SrTiO<sub>3</sub> [12] и TaO<sub>x</sub> [13], 20 нс для HfO<sub>x</sub>/AlO<sub>x</sub> [14] и 10 нс для TiO<sub>2</sub> [15]). В структуре с активным слоем, состоящим из нанокластеров Pt, диспергированных в SiO<sub>2</sub>, времена переключения достигали 100 пс при *d* ~ 7...10 нм [6].

Цель данной работы — исследование мемристивных свойств и кинетики РП структур  $M/(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  с толщиной слоя HK  $d \sim 1.5$  мкм, содержащего тонкую прослойку LiNbO<sub>3</sub>.

# 1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Структуры M/HK/M на базе HK  $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x$  (LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> синтезированы методом ионно-лучевого распыления с использованием композитной мишени, состоящей из литой пластины

Со<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> и 14...15 полосок сегнетоэлектрика LiNbO<sub>3</sub> (подробнее см. в [5, 7]). Была использована вытянутая прямоугольная мишень с неравномерным расположением полосок LiNbO<sub>3</sub>, позволяющая в едином цикле формировать HK с различным соотношением металлической фазы в диапазоне x = 6...43 ат. %. Нанокомпозит осаждался в атмосфере аргона ( $P_{\rm Ar} \approx 8 \times 10^{-4}$  Topp) при комнатной температуре на ситалловые подложки.

Особенность данных структур заключалась в том, что на начальном этапе осаждение производили в режиме заданного потока кислорода при довольно высоком парциальном давлении,  $P_{\Omega_{2}} \approx$ ≈ 2.5 × 10<sup>-5</sup> Торр, в течение ≈10 мин, после чего поток О2 уменьшался. Дальнейшее осаждение осуществлялось в течение ≈120 мин при среднем давлении  $P_{\rm O_2} \approx 1 \times 10^{-5}$  Торр (значения  $P_{\rm O_2}$  приведены для предельного вакуума в камере  $P \approx 6 \times 10^{-6}$  Topp). В результате описанной процедуры у нижнего электрода формировалась развитая оксидная прослойка преимущественно из аморфного LiNbO<sub>3</sub> толщиной 15...18 нм (см. рис. 1). Толщина слоя НК в структурах составила  $d \approx 1.6$  мкм. Электродами структур служила трехслойная металлическая пленка Cr/Cu/Cr толщиной 1...2 мкм (размер верхнего электрода  $S = 0.5 \times 0.2 \text{ мм}^2$ ).

Следует отметить, что приведенная выше формульная запись НК использовалась нами для нахождения x по данным энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (ЭРМ) [5]. В действительности, значительная часть бора при синтезе НК оказывается в изолирующей матрице, вне гранул [5, 16]. При этом определить, какая часть бора остается в гранулах, существующими методами ЭРМ невозможно. Поэтому в дальнейшем, как и в [5], будем использовать формульную запись НК, отражающую состав мишени, и обозначим ее для краткости как (CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub> или CoFeB–LiNbO<sub>3</sub>.

Микроструктура образцов М/НК/М с нанометровым разрешением была изучена методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) и ЭРМ. Образцы исследовали в просвечивающем растровом электронном микроскопе (TEM/STEM) TITAN 80-300 (FEI, США) с корректором сферической аберрации зонда в режимах светлого и темного поля с использованием (в последнем случае) высокоуглового темнопольного кольцевого детектора рассеянных электронов. Исследования методом ЭРМ выполнены с помощью приставки EDAX (США). Изображения и спектры обрабатывали с использованием программного обеспечения Digital Micrograph (Gatan, США) и ТІА (FEI, США). Детали приго-



**Рис. 1.** Темнопольные ПРЭМ изображения сечениия структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  (а) и области структуры у нижнего электрода (б).

товления образцов для структурных исследований с атомарным разрешением описаны в [16].

Исследования мемристивных свойств М/НК/Мструктур, включая измерения их вольт-амперных характеристик (ВАХ), выполнялись с помощью четырехканального источника-измерителя PXIe-4140 (National Instruments) на аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech). При исследованиях ВАХ структур ток I измеряли при заземленном нижнем электроде и развертке напряжения смещения U верхнего электрода по линейному закону в последовательности от  $0 \rightarrow + U_0 \rightarrow - U_0 \rightarrow 0$  В с шагом 0.1 В, амплитудой пилообразной развертки до  $U_0 = 15$  В и периодом развертки напряжения T = 12 с. Были выполнены также эксперименты по изучению возможности изменения резистивного состояния структуры по биоподобным правилам типа STDP (Spike-Timing-Dependent Plasticity – пластичность, зависящая от времени прихода импульсов) [17] и его хранения во времени. Заданное в этом случае сопротивление измеряли при на-пряжении чтения  $U_{\rm чr} = 0.1$  В.

Исследования кинетики РП проводили с помощью генератора Keysight 81150A (передний фронт нарастания импульса напряжения 2.5 нс) и двухканального осциллографа Agilent MSO6052A (500 МГц, 4 GSa/s) по стандартной схеме (см., например, [12]). Верхний и нижний электроды структуры были подключены к измерительным каналам осциллографа с 50-омными входными сопротивлениями. На верхний электрод мемристора подавался относительно земли одиночный импульс напряжения, который измеряли с помощью первого канала осциллографа, а возникающий ток через мемристор при РП структуры регистрировали посредством второго его канала.

Все исследования были выполнены при комнатной температуре.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Темнопольные ПРЭМ-изображения вертикального сечения структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  с оптимальным значением  $x_{ont} \approx 15$  ат. % при разных увеличениях показаны на рис. 1. Анализ данных ПРЭМ (рис. 1а) и ЭРМ показывают, что синтезированная структура соответствует многослойной композиции Cr/Cu/Cr/(CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub>/Cr/Cu/Cr с толщинами металлических электродов Cr/Cu/Cr от 1.5 до 2 мкм и толщиной слоя НК около 1.6 мкм. Темнопольное ПРЭМ-изображение (рис. 1б) демонстрирует в увеличенном масштабе область М/НК/М-структуры у нижнего электрода. Видно, что на расстояниях ~50 нм от нижнего электрода структуры формируется слой НК с однородным распределением гранул, размеры которых составляют около 3 нм. Между тем у нижнего электрода слой НК сильно неоднороден. В процессе роста НК вначале возникает оксидная прослойка толщиной ≈15...18 нм, в которой гранулы практически отсутствуют; затем формируется прослойка НК с крупными гранулами размером до 7 нм, переходящая в однородный слой НК с 3 нм гранулами на расстояниях от электрода, превышающих ~50 нм.

Анализ ЭРМ данных показывает, что оксидная прослойка состоит преимущественно из аморфно-го LiNbO<sub>3</sub>.

Особенностью М/НК/М-структур является сильная зависимость формы и гистерезиса их ВАХ от состава НК, т.е. величины x [7]. ВАХ структур со встроенной прослойкой LiNbO<sub>3</sub> были изучены в режиме ограничения по току на уровне 50 мА. Оказалось, что, как и в [7], гистерезис в ВАХ, характерный для эффекта РП, наиболее сильно наблюдается при некотором оптимальном значении  $x \approx 15$  ат. % (рис. 2а). При этом достигается отношение  $R_{\rm off}/R_{\rm on} \approx 300$  при  $U_{\rm чт} = 0.1$  В. При значениях x, больших порога перколяции (для данных структур  $x_p \approx 17$  ат. %), петля гистерезиса исчезает и ВАХ становится линейной, как для металлических систем [7], а при  $x < x_n$  петля оказывается сильно вытянутой, что свидетельствует о слабом эффекте РП (рис. 2б).

Важную роль для применений мемристивных структур, в частности при создании нейроморфных систем, играет их пластичность, т.е. способность под действием напряжения принимать произвольное резистивное состояние в окне ( $R_{on} - R_{off}$ ) и хранить его во времени [1–4]. Это важное свойство позволяет эмулировать синапсы (контакты между нейронами) в биологических нейронных системах, в которых обучение происходит благодаря способности синапсов изменять свой вес, т.е. за счет их пластичности [1–4, 18].

В созданных структурах M/(CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub>/M с прослойкой LiNbO<sub>3</sub> при  $x \approx 15$  ат. % удается с использованием метода [19] задать не менее четырех различных резистивных состояния с точностью лучше 1%, которые сохраняются на протяжении времени, превышающем 10<sup>4</sup> с (рис. 3). Пластичность и высокая временная стабильность образцов позволили продемонстрировать возможность изменения их резистивного состояния по биоподобным правилам типа STDP. Согласно STDP синаптический вес увеличивается в случае, если постсинаптический нейрон генерирует импульс (спайк) сразу после пресинаптического, указывая на наличие причинно-следственной связи; в обратном случае вес падает (см. [17] и ссылки там). Проводимость G мемристора можно связать с синаптическим весом W, тогда изменение проводимости  $\Delta G$  будет эквивалентно изменению W.

Для проверки возможности изменения проводимости НК мемристоров по правилам STDP нижний электрод М/НК/М-структуры был использован как пресинаптический вход, а верхний — как постсинаптический. Длительность спайков составляла 60 мс, а величина их амплитуды была выбрана равной 3 В, при которой одиночный спайк не приводит к изменению резистивного состояния структуры. Однако если два спайка с малой задержкой между ними по времени  $\Delta t$  будут по-



**Рис. 2.** ВАХ структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  с содержанием ферромагнитного сплава  $x \approx 15$  (а) и 10 ат. % (б).

даны на мемристор (см. вставку к рис. 3), падение напряжения на нем может оказаться достаточным для изменения его резистивного состояния. Для получения окна STDP (зависимость изменения веса синапса от  $\Delta t$ ) измеряли проводимость мемристора до ( $G_1$ ) и после ( $G_2$ ) подачи последовательности пре- и постсинаптических спайков. Зависимость изменения проводимости  $\Delta G = G_2 - G_1$  от  $\Delta t$  показана на вставке к рис. 3. Из рисунка видно, что при  $\Delta t > 0$  наблюдается синаптическая потенциация ( $\Delta G > 0$ ), а при  $\Delta t < 0$ , наоборот, – депрессия ( $\Delta G < 0$ ). Подобный вид зависимости  $W(\Delta t)$  наблюдается и в биологических системах [20].

Неожиданной оказалась кинетика РП при переходе мемристивной М/НК/М-структуры из высоко- в низкоомное состояние после подачи на ее импульса напряжения амплитудой 6 В, которое заведомо превышает напряжение РП для выбран-



**Рис. 3.** Зависимость электрического сопротивления *R* от времени для структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  с содержанием ферромагнитного сплава  $x \approx 15$  ат. % в различных резистивных состояниях (Ом):  $1 - 2.9 \times 10^5$ ,  $2 - 1.7 \times 10^4$ ,  $3 - 3.4 \times 10^3$ ,  $4 - 3.3 \times 10^2$ . Напряжение чтения  $U_{\rm чT} = 0.1$  В. На вставках: справа – окно STDP для данных структур при амплитуде импульсов (спайков) 3 В и их длительности 60 мс; слева – иллюстрация импульсов, использованных в эксперименте для получения окна STDP.



**Рис. 4.** Кинетика резистивного переключения структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M c x \approx 15 at. % из высокоомного состояния в низкоомное:$ *1*– импульс напряжения от генератора, подаваемый на верхний электрод структуры;*2*– напряжение, регистрируемое на нагрузочном 50-Омном входном сопротивлении осциллографа. На вставке показана область РП в увеличенном масштабе (отмечена штриховой линией).

ной структуры (≈5 В; см. рис. 2). На рис. 4 показаны импульс напряжения, подаваемый на верхний электрод структуры (кривая 1), и переходной ток (кривая 2), возникающий в цепи и регистрируемый на нагрузочном 50-омном входном сопротивлении осциллографа. Обращает на себе внимание довольно значительная задержка t<sub>2</sub> в РП после подачи импульса ( $t_3 \approx 70$  мкс) и резкое переключение структуры в низкомное состояние, достигающее  $t_{P\Pi} \approx 5$  нс (см. вставку к рис. 4). Несложно оценить, что затраты энергии на РП структуры на стадии резкого уменьшения сопротивления довольно малы (<1 нДж) при токах переключения ~10 мА и площади структур  $S = 0.5 \times 0.2$  мм<sup>2</sup>. Однако при площади структур 50 × 50 мкм<sup>2</sup> токи переключения снижаются до ≤0.1 мА [10]. Поэтому можно ожилать, что и энергопотребление снизится до ~1 пДж. т.е. будет удовлетворять современным требованиям к мемристивным структурам для их применений в НВС (см. [21, табл. 1]).

Задержки при РП в низкоомное состояние наблюдали в структурах на основе пленок  $TaO_x$  толщиной 5 нм, типичное время которых  $t_3$  не превышало 1 мкс при  $t_{P\Pi} \approx 20$  нс, что объяснялось движением вакансий, формирующих проводящие филаменты [13]. В М/НК/М-структурах толщина прослойки LiNbO<sub>3</sub> (15...18 нм; см. рис. 1) всего лишь в три раза превышает толщину пленок  $TaO_x$ . При этом  $t_3$  в нашем случае почти на два порядка выше, а  $t_{P\Pi}$  в четыре раза меньше, чем в [13]. По-видимому, это связано с двухступенчатым характером РП в М/НК/М-структурах, предсказанным в [5], а именно:

1) с формированием изолированных цепочек из наногранул и аномально сильным уменьшением их сопротивления в полях  $E > 10^4$  В/см, вследствие подавления эффектов кулоновской блокады и генерации кислородных вакансий;

2) с инжекцией (или экстракцией) вакансий (в зависимости от знака напряжения) в сильно окисленную прослойку НК у электрода структуры, контролирующую ее сопротивление.

Первый процесс определяется всей толщиной НК пленки и может быть длительным, целиком контролируя задержку между поданным на М/НК/М-структуру импульсом напряжения и ее РП в низкоомное состояние. Изучение возможности контроля этого процесса и детализация его механизма требуют дальнейших исследований.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе изучено РП мемристивных М/НК/М-структур на базе НК  $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x$  (LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100 - x</sub> (x = 8...20 ат. %), синтезированных методом ионно-лучевого распыления при повы-

шенном содержании кислорода ( $\approx 2 \times 10^{-5}$  Topp) на начальном этапе роста НК. Методами ПРЭМ установлено, что полученный НК состоит из трех областей: тонкая аморфная прослойка LiNbO3 (15...18 нм) у нижнего электрода, далее слой НК с крупными гранулами СоFe размером до 7 нм. переходящий на расстоянии 50 нм от нижнего электрода в однородный слой НК с 3 нм гранулами. Структуры демонстрируют стабильные РП с отношением сопротивлений  $R_{\rm off}/R_{\rm on} > 300$ , обладают возможностью задания промежуточных состояний в данном окне и способностью изменять сопротивление по биоподобным правилам типа STDP. Показано, что время хранения резистивных состояний превышает 10<sup>4</sup> с. Обнаружена необычная кинетика РП структур при их переходе из высоко- в низкоомное состояние, а именно: РП возникает с большой задержкой ~70 мкс, при этом время переключения достигает ~5 нс. В этих условиях затраты энергии на РП структуры составляют около 1 нДж при площади структур  $S = 0.5 \times 0.2 \text{ мм}^2$  и токах переключения ~10 мА, которые, однако, могут быть понижены до ≤0.1 мА при площади структур  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>. Поэтому можно ожидать. что энергопотребление снизится до ~1 пДж и будет удовлетворять современным требованиям к мемристивным структурам для их применений в НВС.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования ресурсных центров НИЦ "Курчатовский институт" при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10233) в части синтеза мемристоров, исследования их структурных и временных характеристик, а также Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-37-00267, 18-07-00729, 19-07-00738) и государственного задания в части изучения электрофизических свойств структур.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Handbook of Memristor Networks* / Ed. Chua L., Sirakoulis G.Ch., Adamatzky A. Cham: Springer, 2019.
- Ielmini D. // Semicond. Sci. Technol. 2016. V. 31. № 6. P. 063002.
- del Valle J., Ramírez J.G., Rozenberg M.J. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 211101.
- 4. *Xia Q., Yang J.J.* // Nature Materials. 2019. V. 18. P. 309.
- 5. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. и др. // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. № 3. С. 424.
- Choi B.J., Antonio C.T., Kate J.N. et al. // Nano Lett. 2013. V. 13. P. 3213.
- 7. Леванов В.А., Емельянов А.В., Демин В.А. и др. // РЭ. 2018. Т. 63. № 5. С. 489.

- 8. *Nikiruy K.E., Emelyanov A.V., Demin V.A. et al.* // AIP Advances. 2019. V. 9. № 6. P. 065116.
- 9. Emelyanov A.V., Nikiruy K.E., Serenko A.V. et al. // Nanotechnology. 2020. V. 31. № 4. P. 045201.
- 10. Никируй К.Э., Емельянов А.В., Рыльков В.В. и др. // РЭ. 2019. Т. 64. № 10. С. 1019.
- Ielmini D., Wong H.-S.P. // Nature Electronics. 2018.
   V. 1. P. 333.
- 12. *Menzel S., Waters M., Marchewka A. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2011. V. 21. P. 4487.
- Nishi Y., Menzel S. // IEEE Electron Device Lett. 2014.
   V. 35. № 2. P. 259.
- Yu S., Wu Y., Wong H.-S.P. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. № 10. P. 103514.

- 15. *Choi B.J., Choi S., Kim K.M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. № 1. P. 012906.
- 16. *Rylkov V.V., Nikolaev S.N., Chernoglazov K.Yu. et al.* // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 144202.
- Zarudnyi K., Mehonic A., Montesi L. et al. // Front. Neurosci. 2018. V. 12. P. 57.
- Prezioso M., Merrikh-Bayat F., Hoskins B.D. et al. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 21331.
- Никируй К.Э., Емельянов А.В., Рыльков В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 8. С. 19.
- 20. *Hennequin G., Agnes E.J., Vogels T.P.* // Annu. Rev. Neurosci. 2017. V. 40. № 1. P. 557.
- 21. *Lanza M., Wong H.-S. P., Pop E. et al.* // Adv. Electron. Mater. 2019. V. 5. P. 1800143.

— НАНОЭЛЕКТРОНИКА —

УДК 538.91

# РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СКРЫТАЯ ТЕПЛОТА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПРОВОДНИКАХ

© 2020 г. В. Я. Покровский\*

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

\**E-mail: vadim.pokrovskiy@mail.ru* Поступила в редакцию 10.12.2019 г. После доработки 10.12.2019 г. Принята к публикации 13.12.2019 г.

Показано, что если температура фазового перехода второго рода понижена из-за флуктуаций, то доминирующей особенностью на переходе является максимум, а не скачок удельной теплоемкости. При этом переходу соответствует определенная величина скрытой теплоты, предложена оценка этой величины. Результат сопоставлен с особенностями теплоемкости и коэффициента теплового расширения в области пайерлсовского и сверхпроводящего переходов.

DOI: 10.31857/S0033849420090089

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Классический фазовый переход 2-го рода характеризуется скачком  $\delta c_P$  удельной теплоемкости [1], а также коэффициента теплового расширения (КТР)  $\alpha$ , который ведет себя аналогичным образом вблизи фазовых переходов [2, 3]. Этот скачок отличает переходы 2-го рода от переходов 1-го рода, которые сопровождаются скрытой теплотой, равной изменению энтальпии,  $Q = \delta H$ , и скачкообразным изменением размеров  $L_{x,y,z}$ .

Иная картина возникает, когда пониженная размерность системы приводит к сильным флуктуациям. Температура перехода Т<sub>с</sub> оказывается значительно ниже величины  $T_{CII}$ , полученной из минимизации энтальпии Н в приближении среднего (самосогласованного) поля (СП). В частности, это хорошо видно из большого значения отношения  $2\Delta/T_c$  ( $\Delta$  – энергетическая щель, либо пайерлсовская, либо сверхпроводящая), по сравнению со значением 3.52, полученным в теории Бардина-Купера-Шриффера. Например, в теории квазиодномерных проводников [4] показано, что Т<sub>с</sub> (здесь температура перехода Пайерлса), может быть в четыре раза ниже T<sub>CП</sub> из-за флуктуаций, но при этом переход остается достаточно резким. Существует много свидетельств о существовании флуктуаций в широкой области температур,  $T_c < T < T_{C\Pi}$  [5–7]. Для сверхпроводящего перехода снижение температуры перехода рассмотрено, например, в работе [8].

Обычно фазовые переходы в присутствии сильных флуктуаций, например,  $\lambda$ -переход в

Не-4 [2], сверхпроводящий переход в слоистых соединениях [3] и пайерлсовский переход [9, 10], хорошо описываются моделью 3D-XY (скейлинг) [11]. Помимо этого, к флуктуациям в области сверхпроводящего [12] и пайерлсовского [13] переходов был применен гауссовский подход. Оба подхода предсказывают особенности в поведении с<sub>Р</sub> и α при приближении Т к критической температуре Т<sub>с</sub> как сверху, так и снизу. Однако физический смысл пиков с<sub>Р</sub> и α в рамках этих подходов не обсуждался. Возникает следующий вопрос: из интуитивных соображений можно подумать, что флуктуации просто сдвигают "классический" переход в область более низких температур. В этом случае можно ожидать ступеньки (возможно размытые) в температурных зависимостях  $c_P$  и  $\alpha$ , но не максимум. Между тем в ряде случаев наблюдаются именно максимумы. Так, в квазиодномерном проводнике (TaSe<sub>4</sub>)<sub>2</sub>I наблюдался максимум в зависимости  $c_P(T)$  [14]. Он был интерпретирован как проявление перехода 1-го рода, значения *Т<sub>с</sub>* для которого распределены в некотором диапазоне температур [15]. Аналогичный максимум  $c_P(T)$  для случая TaS<sub>3</sub> [14], а также особенность в КТР, обсуждались в [16]. Было отмечено<sup>1</sup>, что экспериментальные результаты хорошо описываются уравнением Клаузиуса–Клапейрона  $dT_c/d\sigma =$  $= -T_c(\delta L/L)/Q$  ( $\sigma$  – механическое напряжение вдоль проводящих цепочек).

 $<sup>^{\</sup>rm 1}$  J. W. Brill 2004, частное сообщение.



**Рис. 1.** Зависимости H(T) (а) и  $c_P(T)$  (б). Штриховые линии — предполагаемые зависимости в приближении СП, тонкая сплошная линия —та же зависимость, сдвинутая влево по температуре на  $T_{\text{СП}} - T_c$ . Сплошные кривые — зависимости, удовлетворяющие условию инвариантности  $H(\infty) - H(0)$ .

В данной работе показано, что максимум  $c_P(T)$  – общее свойство фазовых переходов 2-го рода, подавленных низкоразмерными флуктуациями<sup>2</sup>. В этом случае ненулевое значение интеграла  $c_P(T)$ по области вблизи максимума, позволяет приписать переходу определенное значение скрытой теплоты Q. Этот вывод основан на следующем хорошо известном факте: низкоразмерные флуктуации значительно снижают  $T_c$ , но сам переход происходит в относительно узкой области температур. Природа такого явления и особенности в поведении  $c_P(T)$  на переходе также обсуждаются.

#### КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 2-ГО РОДА, ТЕМПЕРАТУРА КОТОРОГО ПОНИЖЕНА ИЗ-ЗА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Начнем с простого рассмотрения, которое позволит понять, почему на температурной зависимости  $c_p = dH/dT$  в области  $T_c$  должна наблюдаться не только ступенька, но еще и максимум, при условии, что  $T_c < T_{C\Pi}$ . Построим график H(T)в приближении СП (рис. 1а, штриховая линия) и попытаемся учесть флуктуации, простым сдвигом кривой H(T) в область более низких температур (тонкая сплошная линия). Тогда мы приходим к противоречию: получается, что значение H(0) зависит от того, учтены флуктуации или нет. Такого не может быть, так как флуктуации могут влиять на H только в определенном диапазоне температур в области  $T_c$  и  $T_{C\Pi}$ , в то время как вне этого диапазона H должна следовать зависимости, получаемой в приближении СП. Таким образом, простое понижение температуры перехода невозможно, поскольку оно означало бы изменение величины  $H(\infty) - H(0)$ , а в приближении СП зависимость H(T) отличается от истинного поведения только в некоторой окрестности  $T_c$  и  $T_{C\Pi}$ . Возникает вопрос, как трансформируются аномалии в области перехода.

Инвариантность изменения H означает, что площадь под сплошной кривой на рис. 16 должна быть равна площади прямоугольника, обозначенного штриховой линией, которая соответствует приближению СП. Как правило, ширина области перехода<sup>3</sup>  $\delta T_c$  меньше  $T_{\rm C\Pi} - T_c$ . Это означает, что на реальной зависимости  $c_P(T)$  (сплошная линия) должен быть максимум. При этом именно он, а не сдвинутая ступенчатая зависимость  $c_P$  (тонкая сплошная линия), должен быть главной особенностью.

Далее для простоты предположим, что для диапазонов  $T < T_c - \delta T_c/2$  и  $T > T_c + \delta T_c/2$  температурные зависимости  $c_P(T)$  и H(T) приблизительно соответствуют приближению СП (см. рис. 1), т.е. флуктуациями можно пренебречь. Из условия сохранения площади под кривой  $c_P(T)$  получаем, что переходу можно приписать определенное значение скрытой теплоты, распределенной в некоторой области T:

$$Q \sim (T_{\rm C\Pi} - T_c) \delta c_P. \tag{1}$$

Здесь  $\delta c_P$  — скачок теплоемкости в приближении СП.

Из этого соотношения получаем оценку *с*<sub>*P*</sub> в области максимума:

$$c_P \sim (T_{\rm C\Pi} - T_c) \,\delta c_P / \delta T_c \,. \tag{2}$$

Конечно, эти оценки являются грубыми, поскольку они подразумевают зависимость  $c_p =$ = const в диапазоне от  $T_{C\Pi}$  до  $T_c$ . Тем не менее, они дают ясное представление о поведении  $c_p$  вблизи  $T_c$ .

# 2. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Проверить соотношения (1) и (2) экспериментально не так просто, поскольку величину  $T_{C\Pi}$ можно оценить только теоретически. Для соединения  $K_{0.3}MoO_3$  ("голубая бронза") оценка  $T_{C\Pi} - T_c$ в рамках предложенной в работе [19] модели дала величину около 16 K, а измеренная ширина мак-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Ниже речь пойдет о температурных зависимостях H и  $c_P$ . При этом подразумевается, что то же самое справедливо и для величин  $L_{x, y, z}$  и  $\alpha$ .

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Здесь  $\delta T_c$  — эмпирическая ширина перехода, и ее нельзя отождествить, скажем, с шириной критической области Гинзбурга—Леванюка [17, 18]

симума  $c_P$  составила  $\delta T_c \approx 5$  К [10]. Для этих же образцов величина аномалии, представляющей собой суперпозицию скачка и максимума  $c_P$  (рис. 2), примерно в два-три раза больше, чем величина ступеньки в приближении СП (штриховая кривая 2). Можно заметить, что отношение ( $T_{\rm C\Pi} - T_c$ )/ $\delta T_c$  (входящее в соотношение (2)) также дает значение, близкое к трем.

Величину  $T_{\rm C\Pi} - T_c$  можно оценить также в рамках модели гауссовских флуктуаций. В этой модели сингулярные части  $c_P(T)$  выше и ниже  $T_c$  ведут себя как  $ft^{-1/2}$  и  $2^{3/2}ft^{-1/2}$  соответственно (см., например, [20]). Здесь f – амплитуда флуктуационного слагаемого, а  $t = |T - T_c|/T_c$ . Чтобы найти распределенную скрытую теплоту и при этом избежать расходимости, мы можем обрезать интегралы  $\int c_P(T) dT$  при t = 1 для случая  $(T_{\rm C\Pi} - T_c)/T_c > 1$ , и при  $t = (T_{\rm C\Pi} - T_c)/T_c < 1$ . Для первого и второго случаев находим соответственно

$$(T_{\mathrm{C\Pi}} - T_c)/T_c \approx 8f/h_{\mathrm{I}},$$

$$(T_{\mathrm{C\Pi}} - T_c)/T_c \approx (8f/h_{\mathrm{I}})^2,$$

где  $h_1$  — высота ступеньки в приближении СП.

Следующая задача — обосновать существование максимума  $c_P(T)$  и дать описание его формы. Известно, что для различных низкоразмерных соединений ширина области перехода (пайерлсовского или сверхпроводящиего) невелика порядка нескольких кельвинов. Значит, соотношение  $\delta T_c < T_{C\Pi} - T_c$  выполняется. Вместе с тем общего объяснения этого факта, по-видимому, не существует. Таким образом, для описания вида аномалии  $c_P(T)$  необходима дальнейшая конкретизация характера возбуждений низкотемпературной фазы.

Можно предположить следующий сценарий перехода. Допустим, что мы приближаемся к  $T_c$  из области более низких температур. Предвестником перехода будет начало роста  $c_p$ . Его можно приписать элементарным возбуждениям низкотемпературной фазы. Если энтальпия нормального (высокотемпературного) состояния значительно выше энтальпии конденсированного (низкотемпературного) и эта разница не стремится к нулю при  $T \rightarrow T_c$ , то элементарные возбуждения в некоторых случаях возникают в результате преодоления энергетического барьера  $W \propto H_n - H_l$  во всей области перехода (здесь индексы n и l соответствуют нормальному и низкотемпературному значениям энтальпии). Нормальное и конденсированное состояния не становятся неразличимыми при  $T_c$  (как это было бы при  $T_{C\Pi}$ ). Поэтому, используя приближение энергии активации, можно описать температурные зависимости концентрации каждой из фаз во всей переходной области.



**Рис. 2.** Температурные зависимости нормированной на универсальную газовую постоянную R теплоемкости  $K_{0,3}$ MoO<sub>3</sub>, измеренные на двух различных образцах [13]. Для наглядности кривые разнесены по вертикали на 0.2 R. Штриховыми линиями показаны фоновая зависимость (I) и вклад в рамках приближения СП (2).

Следуя работе [16], приходим к соотношению, описывающему температурную зависимость относительного объема нормальной фазы:

$$v = \frac{v_0 \tau f}{1 + v_0 \tau f},\tag{3}$$

где

$$f = f_a \exp(-W/T). \tag{4}$$

Здесь  $f_a$  — частота попыток, а т и  $v_0$  — время жизни возбуждений и объем нормальной фазы, возникающей при наличии возбуждения. Большое значение W по сравнению с  $T_c$  может быть объяснено коллективным характером возбуждений. Для случая волны зарядовой плотности (ВЗП) — это подавление пайерлсовской щели в объеме амплитудной когерентности [16]. Таким образом, на переходе Пайерлса наблюдаются относительно узкие максимумы  $c_P$  и  $\alpha$  [9, 14, 16].

Данный подход не дает четко определенной температуры перехода. Можно определить  $T_c$ , скажем, как точку, в которой v = 1/2 (уравнение (3)), но это – вопрос соглашения, поэтому значение  $T_c$ достаточно условно. Согласно общему положению,  $T_c$  – всегда четко определенная точка, поскольку новая фаза имеет новую симметрию, а симметрия либо существует, либо нет [1]. Однако если высокотемпературная фаза исчезает экспоненциально с понижением T, то нельзя указать конкретную температуру ее исчезновения. Тем не менее, мы не можем быть уверены, что критическое поведение действительно отсутствует, т.е. что экспоненциальная зависимость может сохраняться на протяжении всего перехода.

Критическое поведение наблюдается в области некоторых переходов 2-го рода, температуры которых понижены из-за флуктуаций. Например, расходимость  $\alpha(T)$  на сверхпроводящем переходе видна для YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> для разных степеней легирования кислородом [8]. Однако очевидна и тенденция: с уменьшением легирования (что эквивалентно росту анизотропии и, следовательно, двумерных флуктуаций) ступенька, описываемая теорией СП, превращается в широкий максимум.<sup>4</sup>

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что для случая перехода 2-го рода в присутствии сильных флуктуаций основная характеристика особенностей  $c_P(T)$  и  $\alpha(T)$  в области *T<sub>c</sub>* – наличие максимумов. Этот качественный вывод, применимый к сверхпроводникам и квазиодномерным проводникам с ВЗП, находится в согласии с экспериментом. Получена оценка, позволяющая связать распределенную скрытую теплоту перехода (или скачок длины) с величинами ступенек  $c_P$  (или  $\alpha$ ) в приближении СП и разностью  $T_{C\Pi} - T_c$ . Данное соотношение позволяет количественно описать особенность  $c_{P}(T)$  вблизи перехола Пайерлса в голубой бронзе. Молель не предсказывает универсального вида зависимости  $c_{P}(T)$ , но она применима к переходам разного типа, ширина которых (по разным индивидуальным причинам) меньше, чем  $T_{C\Pi} - T_c$ . Модель также дает возможность решить обратную задачу – оценить *T*<sub>СП</sub> из эксперимента.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01519).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976.
- Mueller K.H., Pobell F., Guenter Ahlers // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. № 9. P. 513.
- 3. *Pasler V., Schweiss P., Meingast C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 5. P. 1094.
- 4. *Lee P.A., Rice T.M., Anderson P.W.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. № 7. P. 462.
- Иткис М.Е., Надь Ф.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 8. С. 373.
- 6. *Gorshunov B.P., Volkov A.A., Kozlov G.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. № 2. P. 308.
- Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V., Monceau P. // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. № 13. P. R13377.
- Meingast C., Pasler V., Nagel P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 8. P. 1606.
- Hauser M.R., Plapp B.B., Mozurkevich G. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. № 10. P. 8105.
- 10. *Brill J.W., Chung M., Kuo Y.-K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. № 7. P. 1182.
- 11. Onsager L. // Phys. Rev. 1944. V. 65. № 3-4. P. 117.
- Meingast C., Junod A., Walker E. // Physica C. 1996.
   V. 272. № 1. P. 106.
- 13. *Chung M., Kuo Y.-K., Zhan X. et al.* // Synthetic Metals. 1995. V. 71. № 1–3. P. 1891.
- Starešinić D., Kiš A., Bilacović K. et al. // Eur. Phys. J. B. 2002. V. 29. № 1. P. 71.
- 15. Lorenzo J.E., Currat R., Monceau P. et al. // J. Phys. Cond. Mat. 1998. V. 10. № 23. P. 5039.
- Pokrovskii V.Ya., Golovnya A.V., Zaitsev-Zotov S.V. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. № 11. P. 113106.
- 17. Леванюк А.П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. № 3. С. 810.
- 18. Гинзбург В.Л. // ФТТ. 1960. Т. 2. № 9. С. 2031.
- Chen Z.Y., Albright P.C., Sengers J.V. // Phys. Rev A. 1990. V. 41. № 6. P. 3161.
- Mozurkewich G., Salamon M.B., Inderhees S.E. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 18. P. 11914.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Идея сохранения площади под кривой  $\alpha(T)$  была использована в работе [8] для оценки  $T_{C\Pi}$  в случае недодопированного YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>.

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 10, с. 1019–1029

# ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 616-089.5-031.81

# АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ИНДЕКСА БОЛИ У ПАЦИЕНТОВ ПРИ ОБЩЕЙ АНЕСТЕЗИИ<sup>1</sup>

© 2020 г. В. М. Сокольский<sup>а, \*</sup>, И. Ю. Петрова<sup>b</sup>, И. З. Китиашвили<sup>c</sup>, Ю. А. Лежнина<sup>b</sup>, М. В. Сокольский<sup>a</sup>

<sup>а</sup>ООО "Медицинские роботизированные технологии", Большой бульвар, 42, корп. 1, кв. 4/1474/5, Москва, 121205 Российская Федерация <sup>b</sup>Aстраханский государственный архитектурно-строительный университет, ул. Татищева, 18, Астрахань, 414056 Российская Федерация <sup>c</sup>Aстраханский государственный медицинский университет, ул. Бакинская, 121, Астрахань, 4140246 Российская Федерация \*E-mail: sokolskiy\_vm@mail.ru Поступила в редакцию 17.12.2019 г.

Поступила в редакцию 17.12.2019 г. После доработки 17.12.2019 г. Принята к публикации 12.03.2020 г.

Разработаны требования к автоматизированной системе измерения уровня боли, испытываемой пациентами во время анестезии, методы и алгоритмы для реализации такой системы с использованием следующего набора показателей: данные о течении дыхательного цикла пациента, спектральные характеристики электроэнцефалограммы и электрокардиограммы; показатели кожно-гальванической реакции кожи; характеристики пульсовой волны; динамика изменения среднего артериального давления, частоты сердечных сокращений. Представлена блок-схема работы модуля для расчета интегрального показателя боли, функциональная схема его реализации, приведены результаты клинических испытаний.

DOI: 10.31857/S0033849420090119

#### введение

При выполнении сложных хирургических операций используется наркоз, и анестезиологу необходимо в режиме реального времени анализировать большие объемы информации о состоянии пациентов. Правильность и своевременность решений, принятых анестезиологом, могут иметь решающее значение для жизни и здоровья пациента. Поэтому важно создать комплексную автоматизированную систему измерения и анализа информации о пациенте, предназначенную для снижения информационной и интеллектуальной нагрузки на анестезиолога. Ключевым аспектом для выполнения сбалансированной анестезии является измерение текущих уровней седации (медикаментозный сон) и ноцицепции (физиологической боли). Оба эти параметра могут быть определены количественно на основе измеренных параметров состояния пациента во время операции.

Глубина анестезии – это динамический баланс между потерей сознания пациентом и интенсивностью хирургической стимуляции [1]. Уровень седации может быть определен путем анализа электроэнцефалограммы (ЭЭГ) и последующего расчета биспектрального индекса (BIS) или индекса AAI (A-line ARX Index) [2], однако детали алгоритма расчета индекса BIS компанией Aspect Medical Systems [3] не разглашаются. Индекс AAI рассчитывается путем многократного применения слухового стимула к пациенту и усреднения выделенных фрагментов ЭЭГ, которые следуют за каждым стимулом. Таким образом, та часть ЭЭГ, которая не связана с реакцией на раздражитель, исключается, а специфические вызванные потенциалы сохраняются, по результатам анализа которых можно рассчитать степень седации. Высокочастотные сигналы ЭЭГ (около 30 Гц) указывают на то, что пациент находится в сознании, а низкочастотные сигналы указывают на состояние с высо-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Работа доложена на Третьей Международной молодежной конференции "Информационные технологии и технологии коммуникации: современные достижения" (Астрахань, 1–5 октября 2019 г.).

## СОКОЛЬСКИЙ и др.

Параметр			
Наименование	Обозначение	Тип	Примечание*
Диастолическое, систолическое	DIA,SYS	Измеряемый	_
Среднее артериальное давление	МАР	Измеряемый	Да
Частота дыхания	RR	Измеряемый	-
Частота пульса	PR	Измеряемый	Дa
Частота сердцебиения	HR	Измеряемый	Дa
Уровень нейромышечной блокады	NB	Вычисляемый	_
Биспектральный индекс	BIS	Вычисляемый	_
Слуховые вызванные потенциалы	AEP	Вычисляемый	_
Насыщение кислородом (сатурация кислорода)	SpO <sub>2</sub>	Измеряемый	_
Температура	Т	Измеряемый	_
Индекс периферического сосудистого сопротивления	IPVR	Вычисляемый	_
Сердечный индекс	CI	Вычисляемый	_
Концентрация лекарств в крови	Kj	Вычисляемый	Дa
Индекс анальгезии-ноцицепции	ANI	Вычисляемый	Дa

#### Таблица 1. Параметры состояния пациента, контролируемые анестезиологом

\* Используется (да) и не используется (-) анестезиологом для оценки боли, испытываемой пациентом.

ким уровнем седации. Увеличение глубины седации вызывает увеличение регулярности ЭЭГ. Его можно оценить по величине энтропии и использовать для расчета глубины анестезии.

Для оценки уровня седации анестезиолог может использовать мгновенные значения изменения частоты сигналов ЭЭГ пациента [4]. Для получения мгновенной частоты и мгновенной амплитуды отфильтрованного сигнала ЭЭГ используется преобразование Гильберта-Хуанга, которое лучше всего подходит для анализа нестационарных и нелинейных данных, таких как физиологические сигналы [5, 6]. Значения мгновенной частоты, мгновенной амплитуды и времени отфильтрованного сигнала ЭЭГ затем могут быть объединены для создания трехмерного представления сигнала ЭЭГ в реальном времени, которое может одновременно выражать амплитуду и частоту мозговых волн сигнала ЭЭГ и их изменение во времени [4]. Момент, когда пациент теряет сознание во время анестезии, определяется рядом факторов: концентрацией анестетиков; видами лекарств, применяемых для седации; полом, возрастом, общим состоянием больного, а также "чувствительностью" пациентов к лекарствам (различия в фармакодинамике) и вариабельностью метаболизма лекарств в организме (различия в фармакокинетике) [7—9]. Фармакологическая вариабельность анальгетиков значительна и может достигать 500% [10]. Это не позволяет рассчитать перед операцией индивидуальную чувствительность конкретного пациента и оптимальную дозировку препарата для него.

Во время операции анестезиолог использует многочисленные измеренные и рассчитанные параметры, описывающие состояние пациента (табл. 1).

Кроме того, анестезиолог должен учитывать тренды электрокардиограмы (ЭКГ), пульса и насыщения крови кислородом, наблюдаемые на мониторе. Все эти параметры используются анестезиологом для расчета дозировки используемого анестезиологического пособия: анальгетика, нейролептика, гипнотика и анестетика. Состояние пациента и исход операции в целом зависят от точности выбора дозировок и скорости ввода каждого из используемых препаратов.

Из имеющихся в продаже мониторов, оценивающих интенсивность боли, известен только ANI Monitor (Metrodoloris, France), основанный на анализе парасимпатического тонуса вегетативной нервной системы (BHC). Однако только два показателя из табл. 1 (MAP и PR) косвенно указывают на боль, испытываемую пациентом.

Традиционный метод оценки уровня боли – отслеживание сердечного ритма и среднего артериального давления. Если эти показатели изменяются более чем на 20% через 5-7 мин, обычно делается вывод, что пациент ощущает боль. Однако чувствительность этого метода считается не очень высокой [11, 12]. Современные дозаторы, применяемые для ввода анальгетика, производят расчет текущей концентрации препарата в крови, используя алгоритмы, основанные на фармакокинетических и фармакодинамических моделях препаратов. Данный метод не позволяет с достаточной точностью оценить текущую концентрации препарата в крови. Вследствие чего, расчёт потребности в анальгетике нельзя считать оптимальным.

Цель данной работы — дальнейшее развитие методов объективной оценки и мониторинга глубины обезболивания, разработка системы реализации предложенного метода

# 1. СРАВНЕНИЕ СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ

Рассмотрим самые перспективные методы определения показателя боли (ПБ) при анестезии.

1. Анализ вариабельности сердечного ритма. Вариабельность сердечного ритма зависит от тонуса ВНС под влиянием болевых раздражителей или введения анальгетиков. На регуляцию сердечного ритма ВНС влияет дыхательный цикл. На вдохе временно подавляет парасимпатический эффект, вызывая ускорение сердечного ритма и уменьшая интервалы RR электрокардиограммы. На выдохе, напротив, стимулируется парасимпатический тонус, замедляя частоту сердечных сокращений, увеличивая интервал RR. Каждый дыхательный цикл сопровождается различиями парасимпатического тонуса – респираторной синусовой аритмией (RSA) [16-18]. При отсутствии болевого раздражителя и/или стресса только RSA влияет на серию интервалов RR. Поэтому анализируя изменчивость интервалов RR, можно определить текущий уровень ноцицепции - это основной показатель при расчете потребности в дозах

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА том 65 № 10 2020

анальгетика, в том числе в приведенном выше мониторе ANI. Основным недостатком этого метода является использование данных только о парасимпатическом компоненте BHC, на который влияют другие физиологические факторы.

2. Анализ проводимости кожи (кожно-гальванической реакции, КГР). Оценка показателя боли и хирургического стресса возможна при измерении проводимости кожи (SC) в качестве меры эмоционального состояния или возбуждения. Как показано в [19], хирургическое напряжение вызывает симпатический нервный взрыв. В этом случае ладонные и подошвенные потовые железы заполняются, а SC увеличивается. Затем пот удаляется, а кожная проводимость уменьшается. Оценка спонтанных изменений SC и количества колебаний SC в секунду у пациента является достаточно эффективным методом [17, 20]. Устройство, реализующее его подробно, описано [21].

3. Метод плетизмографии. Оценка показателя боли (ПБ) с использованием плетизмографии приведена в [22]. Для пульсовой волны (PW) различают ряд характеристик (включая амплитуду и положение дикротической насечки, т.е. инцизурию). Затем они используются для расчета ПБ.

Основным недостатком методов 2 и 3 является использование данных только по симпатическому компоненту ВНС, на который также влияют другие физиологические факторы [16, 23].

4. Анализ мозговых ритмов боли. Подавление альфа и усиление гамма-ритмов ЭЭГ в значительной степени коррелируют с болевыми нагрузками [24–27]. Оценка ПБ производится на основе изменений спектральной мощности до и во время воздействия боли [28].

5. Многопараметрический подход. Существует несколько методов, в которых для оценки боли используются различные комбинации указанных выше параметров [29-31]. Например, Medasense Biometrics Ltd. (Израиль) [31] выпускает неинвазивный монитор для оценки ПБ. Устройство объединяет несколько физиологических параметров, включая частоту сердечных сокращений (ЧСС), вариабельность сердечного ритма, амплитуду волн фотоплетизмограммы, уровень проводимости кожи, их производных по времени для вычисления ПБ в реальном времени, называемого NOL (nociception level index). Четыре датчика (фотоплетизмограф, датчик кожно-гальванической реакции (КГР), датчик температуры и акселерометр) закреплены на пальце пациента. Данные с датчиков обрабатываются с использованием алгоритмов искусственного интеллекта. Болевая шкала индекса NOL варьируется от 0 (без боли) до 100 (невыносимая боль).

Эмпирический алгоритм расчета ПБ (индекса RN) был предложен в [29] для оценки ноцицепции, основанной на обработке сигнала ЭКГ, энтропии состояния (SE), энтропии ответа (RE), вариабельности сердечного ритма (HRV), фотоплетизмографии (PPG).

Авторы [30] разработали индекс хирургического стресса (SSI), который рассчитывали как сочетание нормализованного интервала сердцебиения и амплитуды пульсовой плетизмографической волны. Эти исследования показали, что комбинация нескольких параметров, связанных с ноцицепцией. позволяет более точно оценить состояние пациента во время операции. Однако каждый из рассмотренных комбинированных методов имеет свои ограничения. NOL не использует электрокардиограмму для анализа вариабельности серлечного ритма. Однако с помошью ЭКГ изменчивость интервала R-R можно отслеживать с высокой точностью, особенно когда речь идет о не очень сильном ноцицепторном эффекте или когда мы имеем дело с достаточной компенсацией с помощью анальгетиков. Кроме того, регистрация уровня проводимости и количества колебаний проводимости кожи наиболее эффективно измеряется на внутренней поверхности ладоней, а не на пальце. Индекс NOL также не учитывает артериальное давление. Тем не менее этот индекс показал хорошие экспериментальные результаты по оценке ноцицепции. Индексы RN и SSI не включают оценку уровня проводимости кожи.

Следовательно, необходимо разработать интегрированный показатель боли (ИПБ), позволяющий учитывать максимальное количество измеряемых и расчетных параметров для более точной оценки и прогнозирования уровня боли, испытываемой пациентом.

## 2. ТРЕБОВАНИЯ К СИСТЕМЕ ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНОГО ИНДЕКСА БОЛИ

Основные принципы, используемые авторами для количественной оценки ИПБ: достижение максимальной точности измерений, неинвазивность, простота использования, мониторинг в режиме реального времени, возможность использования для пациентов разного возраста, инвариантность к анестезиологическому пособию. На основании анализа научных публикаций, результатов патентного поиска и обобщения опыта врачей-анестезиологов следует, что для расчета ИПБ можно использовать данные симпатической и парасимпатической составляющих ВНС, гемодинамики, спектральных характеристик пульсовой волны, ЭЭГ и ЭКГ.

Спектральная мощность и энтропия дыхательного цикла рассчитываются по данным ЭКГ.

Данные ЭЭГ используются для анализа спектральных мощностей в альфа- и гамма-диапазонах. На основании проводимости кожи (SC) рассчитывают скорость ее изменения и энтропию SC. Гемодинамические данные используются для расчета скорости изменения среднего артериального давления и частоты сердечных сокращений. Положение дикротической насечки рассчитывается по пульсовой волне (ПВ). На рис. 1 представлена функциональная блок-схема разработанной авторами автоматизированной системы измерения ИПБ.

Для реализации предлагаемого способа используются электроды для сбора данных ЭЭГ, ЭКГ, проводимости кожи (КГР) и пережимная манжета для измерения артериального давления. Данные с электродов ЭЭГ поступают в блок 1 для обработки (усиления, фильтрации, удаления артефактов) и расчета спектральных мощностей на заданных частотах.

Данные с ЭКГ электродов поступают в блок 2, где они усиливаются, фильтруются, удаляются артефакты и вычисляется парасимпатический тонус. В блоке 3 данные обрабатываются с электродов кожно-гальванической реакции (КГР), рассчитывается скорость изменения проводимости кожи и энтропия. Увеличение скорости обработки сигналов возможно благодаря использованию алгоритма параллельных вычислений [33].

В блоке 4 обрабатываются данные артериального давления, рассчитываются скорости изменения среднего артериального давления (САД), частоты сердечных сокращений (ЧСС), определяются ключевые точки пульсовой волны. В блоке 6 на основе данных, полученных из блоков 1-4 и соответствующих весовых коэффициентов для этих данных, выполняется вычисление интегрального индекса боли (ИПБ). Затем ИПБ передается в блок 5 для визуализации и в блок 7 — для записи и ретроспективного анализа. Анальгетик вводится через инфузионный дозатор. Скорость ввода используемого для обезболивания препарата рассчитывается в блоке 6 на основании полученного ИПБ, фармакокинетической и фармакодинамической моделей используемого анальгетика. Расчетная скорость ввода может быть скорректирована анестезиологом на основании текущих правил, рекомендаций, личного опыта. Наличие устройства, определяющего ИПБ, позволит оптимизировать действия анестезиолога.

## 3. ПРИНЦИП РАБОТЫ БЛОКА ДЛЯ РАСЧЕТА ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ БОЛИ

На рис. 2 представлено обобщенное описание предлагаемой процедуры расчета ИПБ (см. рис. 1 блок 6) в виде функциональной блок-схемы. Данные с электродов электрокардиограммы поступают



Рис. 1. Функциональная блок-схема автоматизированной системы измерения интегрального индекса боли.

в узел 1 (см. рис. 2), где они фильтруются, отбраковываются артефакты и рассчитывается время респирации. В блоке 2 дыхательные циклы извлекаются из непрерывного сигнала ЭКГ с использованием данных респирации, а компонент QRS заменяется меткой, соответствующей зубцу R. В блоке 5 сигнал анализируется на наличие экстрасистол или аритмий. При их отсутствии получают данные о дыхательном цикле для выделения частоты сердечных сокращений при вдохе (блок 10) и выдохе (блок 11). Если в дыхательном цикле имеются аритмии или экстрасистолы, сигнал подвергается реконструкции. Для этого используются блоки 3, 4, 6, 7, 9. Затем сигнал в "восстановленной" форме попадает в блок 8, где ему присваивается метка — "показатель качества". Когда сигнал восстанавливается, экстрасистолия устраняется и маркер R "устанавливается" в рассчитанном месте. При этом критерий качества сигнала уменьшается. Модель ARX используется для расчета места установки маркера R (блок 6). На его входы поступают усредненные данные из блоков 3 и 4 за

последние десять и три дыхательных цикла соответственно. В блоке 7 порядок модели ARX корректируется на основе минимальной ошибки моделирования. Если "показатель качества" опускается ниже заданного, то дыхательный цикл исключается из обработки (блок 12), поскольку модель ARX не может предсказать элементы этого цикла с приемлемым качеством. Определение парасимпатического тонуса происходит в блоке 13на основании данных о ЧСС при вдохе и выдохе. В блоке 15 вычисляется спектральная мощность сигнала на частотах вдоха и выдоха. В блоке 16 выполняется расчет спектральной энтропии, оценивается сложность сигнала. Например, сигнал, который периодически чередуется между двумя фиксированными амплитудами, полностью предсказуем и имеет значение энтропии "0". Вместе с тем сигнал, который генерируется некоторым случайным процессом, имеет большую сложность и большую энтропию. И тогда энтропия не зависит от абсолютной шкалы измеряемой величины (амплитуды и частоты). Кроме того, использование



Рис. 2. Блок-схема блока для расчета интегрального показателя боли.

энтропии позволяет обнаруживать нелинейные характеристики сигнала [33, 34].

Данные с электродов ЭЭГ поступают в блок 17, где спектральная мощность рассчитывается в альфа- и гамма-диапазонах. Результаты передаются в блок 20, где для них определяются весовые коэффициенты.

Электроды для определения проводимости кожи (кожно-гальванической реакции КГР) с частотой до 200 Гц устанавливаются на ладони пациента. В блоке 14 производится расчет проводимости кожи и скорости ее изменения. В блоке 19 производится расчет энтропии КГР.

В блоке 18 выполняется вычисление скоростей изменения среднего артериального давления, частоты сердечных сокращений, характеристик пульсовой волны (определяем положение дикротической насечки). Далее эти данные поступают в блок 20, где они используются для вычисления ИПБ с учетом динамически изменяющихся весов. Их максимальные значения будут при сердечной патологии и значительной аритмии.

ИПБ рассчитывается в блоке 20. Для обработки сигнала могут использоваться методы линейной или логистической регрессии, нечеткой логики, нейронных сетей или гибридные методы (комбинации перечисленных выше). Расчет выполняется с использованием весовых коэффициентов и абсолютных значений спектральной мощности дыхательного цикла (блок 15), спектральной энтропии (блок 16), спектральных характеристик ЭЭГ (блок 17), КГР и скорости ее изменения (блок 14), энтропии КГР (блок 19), данных о скорости изменения АДср, ЧСС и характеристик ПВ. Блок 21 используется для визуализации, записи данных, построения тенденции динамики изменения во времени в ИПБ.

# 4. РЕАЛИЗАЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ БОЛИ

Функциональная схема реализации автоматизированной системы измерения интегрального показателя боли представлена на рис. 3. Система имеет модульную структуру и состоит из четырех модулей: модуля электродов, модуля сбора и обработки данных, модуля измерения кожно-гальванической реакции, модуля измерения давления и параметров ПВ.

Модуль электродов предназначен для решения двух задач. Первая — усиление ЭЭГ-сигнала (одно отведение) с единиц микровольт до десятка милливольт. Вторая задача модуля — увеличить длину кабеля отведения (для удобства работ) и уменьшить его емкостную составляющую. Модуль выполнен на двухканальном инструментальном прецизионном усилителе ADA4528–2. Архитектура ADA4528–2 предназначена специально для задач прецизионного усиления сигналов с высоким коэффициентом усиления, в которых требуется точность и стабильность показателей по постоянному току или на низких частотах. Также в модуле электродов предусмотрена защита от импульсов дефибрилляции.

Модуль сбора и обработки данных (см. рис. 3 блок 2 обозначен пунктирной линией), состоит из микросхемы ADAS1000, микроконтроллера STM32F429ZIT6, ЖК-дисплея с тачскрином SF-TC240T-9370A-T и блока питания. Этот модуль осуществляет расчет ИПБ, дозировки и скорости ввода обезболивающего, на основании данных о КГР, параметров гемодинамики, ПВ, спектральной мощности, энтропии, парасимпатического тонуса.

Электрокардиограф, входящий в состав модуля, построен по классическому принципу с тремя общепринятыми стандартными отведениями. Для обработки данных ЭКГ используется специализированная микросхема компании Analog Devices ADAS1000.

Микроконтроллер STM32F429ZIT6 решает следующие задачи: обработка данных ЭКГ, обработка данных, поступающих в модуль через интерфейс SPI с модулей измерения кожно-гальванической реакции (см. рис. 3 блок 3) и модуля измерения давления и параметров ПВ (см. рис. 3 блок 4), обработка данных ЭЭГ, поступающих с модуля электродов. Модулем сбора и обработки данных решается задача управления дозатором (см. рис. 3 блок 5) используемым для ввода обезболивающего, для чего реализован оптоизолированный канал последовательной передачи данных. Ввод-вывод данных осуществляется с помощью ЖК-дисплея с тачскрином SF-TC240T-9370А-T TFT 2.41дюйма с разрешением 262 тыс. цветов QVGA (240 × 320 точек). Дисплей включает в себя ЖК-контроллер ILI9341. Он напрямую управляется STM32F429ZIT6 с использованием протокола RGB.

Архитектура ADAS1000 обеспечивает высокое соотношение сигнал/шум, хорошую линейность и низкую рассеиваемую мощность, а также первичную обработку данных — усреднение выборок, фильтрацию и передачу данных по интерфейсу SPI. При проведении исследований ЭКГ очень важно вовремя обнаружить нарушение контакта электродов с телом пациента. ADAS1000 поддерживает два метода определения нарушения контакта — по переменному или постоянному току, а также позволяет использовать одновременно оба метода. ADAS1000 предоставляет возможность контролировать частоту дыхания пациента на ос-



Рис. 3. Функциональная схема реализации автоматизированной системы измерения интегрального индекса боли.

нове анализа изменения сопротивления грудной клетки, для чего через электроды пропускают высокочастотный ток и измеряют падение напряжения. Критериями использования данной микросхемы послужило: а) упрощение схемотехники модуля, б) качественные показатели оцифровки сигналов (использование 20-битного аналогоцифрового преобразователя (АЦП)), в) встроенный алгоритм определения респирации, г) возможность определения наличия кардиостимулятора, д) встроенные фильтры, е) определение контакта электрода с телом пациента.

Модуль сбора и обработки данных содержит блок питания, осуществляющий питание всех

модулей. Встроенной литий-ионной батареи достаточно для поддержания работы системы в течение 60 мин.

Модуль измерения кожно-гальванической реакции построен на базе микроконтроллера STM32F103. Он состоит из источника образцового переменного напряжения, усилителя переменного напряжения и АЦП, который встроен в микроконтроллер. Измерение производится на частоте 200 Гц. Электроды для определения кожно-гальванической реакции закрепляются на ладони пациента. Можно использовать одноразовые ЭКГ-электроды. Результаты измерения по протоколу SPI передаются в модуль сбора и обработки информации.

Модуль измерения давления и параметров пульсовой волны (см. рис. 3 блок 4) построен на базе микроконтроллера STM32F103. Модуль осуществляет усиление и фильтрацию сигналов с датчика давления (использован датчик BPM pressure sensor MPX2053GP), управление клапаном и насосом, нагнетающим давление в манжету. Этот модуль также производит оценку и при необходимости корректировку линейности при нагнетании и спуске давления в манжете. Авторами разработан модернизированный осциллометрический способ измерения артериального давления, который позволяет измерять давление как на подъеме (при нагнетании давления в манжете), так и на спуске, нагнетать в манжету давление до среднего артериального, а не до систолического (систолическое давление рассчитывается). Это дает следующие преимущества: комфорт пациента, связанный с пониженным давлением в манжете: повышение точности и возможности расчета целого спектра гемодинамических параметров, характеристик ПВ и возможность определения положения дикротической насечки; уменьшение нагрузки на сосуды, вследствие чего следующее измерение можно проводить раньше (сокращается время релаксации сосудов). Результаты измерения по протоколу SPI передаются модулю сбора и обработки информации.

# 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ КЛИНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Предлагаемый метод расчета ИПБ получил положительное заключение комитета по этике Астраханского государственного медицинского университета Министерства здравоохранения Российской Федерации (выписка из протокола заседания комитета по этике № 5 ноября 6, 2018) и прошел предварительные клинические испытания в отделении анестезиологии и реаниматологии при Александро-Мариинской областной клинической больнице (Астрахань, Россия). Авторами получен патент на изобретение "Способ комплексной оценки и визуализации состояния пациента во время седации и общей анестезии" [35].

Ниже приведены результаты оценки ИПБ предложенным методом во время проведения плановой лапароскопической холецистэктомии. Было проведено 27 операций (исследований). Отобраны 27 пациентов, назначенных на плановую лапароскопическую холецистэктомию: 17 пациентов мужчин в возрасте от 20 до 52 лет и 10 женщин в возрасте от 25 до 42 лет. От пациентов было получено письменное информированное согласие на участие в клиническом исследовании.

В операционной для контроля показаний, полученных предлагаемым методом оценки уровня ноцицепции во время общей анестезии, использовались следующие приборы: монитор Mindray iMEC 12 (для мониторинга гемодинамических параметров и транспорта кислорода), монитор слуховых вызванных потенциалов AEPTM (для контроля уровня седации).

Уровень боли регистрировался тремя способами:

по предлагаемому методу определения ИПБ;

 – на клинической основе при постоянной регистрации периферической гемодинамики с помощью монитора Mindray iMEC 12;

– на лабораторном уровне при определении уровня кортизола в сыворотке крови (нмоль/л) методом иммуноферментного анализа, с использованием универсального автоматического фотометра BioTek ELx800 (BioTekInstruments Inc., США) и набора реагентов (Beктор-Бест, Россия) для иммуноферментного определения концентрации кортизола в сыворотке крови. Чувствительность: 5 нмоль/л. Диапазон измерений: 0...1200 нмоль/л.

Мониторинг проводился на шести этапах: I – до седации; II – после седации; III – во время индукции анестезии и интубации трахеи; IV – на травматическом этапе хирургической операции; V – в конце операции; VI – через 30 мин после завершения операции.

По данным Mindray iMEC 12 на травматическом этапе хирургического вмешательства повышение среднего артериального давления и частоты сердечных сокращений регистрировалось в диапазоне 10...15%. Наиболее выраженный гемодинамический ответ наступал через 5–8 мин после максимального ноцицептивного воздействия.

Авторы проанализировали уровень кортизола в сыворотке крови (нмоль/л) пациента и сравнили эти значения с полученными результатами измерения ИПБ. Результаты сравнения приведены в табл. 2. Анализируя эти данные, можно сделать вывод, что адекватная оценка болевого индекса вполне достигается предлагаемым способом. Следует отметить, что изменение IPI происходит через 30—40 с после ноцицептивного воздействия, что позволяет анестезиологу ускорить принятие решения об оптимальной дозировке анестезиологической поддержки.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа современных подходов к определению уровня ноцицепции при общей анестезии был получен оптимальный набор контролируемых и рассчитанных параметров. Было показано, что при расчете уровня ноцицепции ИПБ следует учитывать следующее: состояние

Этап	Способ оценки ИПБ (диапазон 110)	Уровень кортизола в сыворотке крови, нмоль/л
Ι	2	480
II	2	509
III	4	630
IV	7	748
V	6	650
VI	3	590

Таблица 2. Результаты эксперимента

вегетативной нервной системы (парасимпатические и симпатические компоненты, полученные из анализа ЭКГ); данные о спектральной мощности ЭЭГ в альфа- и гамма-диапазонах; скорость изменения КГР и ее энтропию; параметры пульсовой волны (положение дикротической насечки); скорость изменения среднего артериального давления и количество сердечных сокращений.

Предложенный авторами метод оценки уровня ноцицепции позволяет объективно оценить текущий уровень боли, испытываемый пациентом, что в свою очередь, дает возможность анестезиологу определить потребность пациента в анальгетике, выбрать его оптимальную дозировку и скорость введения, обеспечив тем самым адекватную защиту пациента от хирургической агрессии. По результатам ретроспективного анализа данных анестезиолог может оценить фармакокинетические и фармакодинамические свойства используемых препаратов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Sebel P.S., Bowdle T.A., Ghoneim M.M. et al. // Anesth. Analg. 2004. V. 99. P. 833.
- Jeanne M., Logier R., De Jonckheere J., Tavernier B. // Proc. Int. Annual Conf. IEEE Eng. Med. Biol. Soc. Minneapolis. 3–6 Sept. 2009. N.Y.: IEEE, 2009. P. 1840.
- Kaul H.L., Bharti N. // Indian J. Anaesth. 2002. V. 46(4). P. 323.
- Shih M., Doctor F., Fan S. et al. // Entropy. 2015. V. 17. P. 928.
- Huang N.E., Shen Z., Long S.R. et al. // Proc. R. Soc. Lond. 1998. V. 454. P. 903.
- Wu M.C., Huang N.E. // Advanced Biosignal Processing. Berlin: Springer, 2009. P. 335.
- Myles P.S. // Best Pract. Res. Clin. Anaesthesiol. 2007. V. 21. P. 345.
- 8. Heyse B., Van Ooteghem B., Wyler B. et al. // Acta Anaesthesiol. Belg. 2009. V. 60. P. 19.

- 9. Palanca B.J., Mashour G.A., Avidan M.S. // Curr. Opin. Anaesthesiol. 2009. V. 22. P. 553.
- Chumachenko E.D. // Clinical Anesthesiology & Intensive Care. 2014. V. 2(4). P. 91.
- 11. Zbinden A.M., Petersen-Felix S., Thomson D.A. // Anesthesiology. 1994. V. 80. P. 261.
- Luginbühl M., Yppärilä-Wolters H., Rüfenacht M. et al. // Br. J. Anaesth. 2007. V. 98. P. 728.
- 13. *Aloula P., Jantti V., Yli-Hankala A.* // Int. J. Clin Monit. Comput. 1997. V. 14. P. 241.
- De Jonckheere J., Rommel D., Nandrino J. L. et al. // Proc. Int. Annual Conf. IEEE Eng. Med. Biol. Soc. San Diego. 28 Aug.–1 Sept. 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 3432.
- Palanca B.J., Mashour G.A., Avidan M.S. // Curr. Opin. Anaesthesiol. 2009. V. 22. P. 553.
- Jeanne M., Logier R., De Jonckheere J., Tavernier B. // Auton. Neurosci. 2009. V. 147. P. 91.
- 17. Ledowski T., Pascoe E., Ang B. et al. // Anaesthesia. 2010. V. 65. № 10. P. 1001.
- Logier R., Jeanne M., De Jonckheere J. et al. // Proc. Annual Int. Conf. IEEE Eng. Med. Biol. Soc. Buenos Aires. 31 Aug-4 Sept. 2010. N.Y.: IEEE, 2010. P. 1194.
- Storm H., Myre K., Rostrup M.O. et al. // Acta Anaesthesiol. Scand. 2002. V. 46. P. 887.
- Storm H., Shafiei M., Myre K., Raeder J. // Acta Anaesthesiol. Scand. 2005. V. 49. P. 798.
- 21. *Storm H.* Apparatus and method for monitoring skin conductance and method for controlling a warning signal. US Pat. № 6571124 B1. Date of Pat.: May 27, 2003.
- 22. *Huiku M.V.T., Korhonen I., van Giles M.J. et al.* Method and an apparatus for pulse plethysmograph based detection of nociception during anesthesia or sedation. US Par. № 2005/0143665 A1. Pub. Date: Jun. 30, 2005.
- 23. *Logier R., De Jonckheere J., Delecroix M. et al.* // Conf. Proc. IEEE Eng. Med. Biol. Soc. 2011. 3776-9.
- Mouraux J., Guerit M., Plaghki L. // Clin. Neurophysiol. 2003. V. 114. P. 710.
- 25. Gross J., Schnitzler A., Timmermann L., Ploner M. // PLoS biology. 2005. V. 5. e133.

- 26. Zhang Z.G., Hu L., Hung Y.S., Mouraux A. // J. Neurosci. 2012. V. 32. P. 7429.
- 27. Babiloni C., Brancucci A., Del Percio C. et al. // J. Pain. 2006. V. 7. P. 709.
- Peng W., Hu L. S., Zhang Z., Hu Y. // PloS One. 2014. V. 9(3). e91052.
- 29. *Rantanen M., Yli-Hankala A., Van Gils M. et al.* // Br. J. Anaesth. 2006. V. 96. P. 367.
- 30. *Huiku M., Uutela K., Van Gils M. et al.* // Br. J. Anaesth. 2007. V. 98. P. 447.
- 31. Ben-Israel N., Kliger M., Zuckerman G. et al. // J. Clin. Monit. Comput. 2013. V. 27. P. 659.

- 32. Barabanov I., Barabanova E., Maltseva N., Kvyatkovskaya I. // CCIS. 2014. V. 466. P. 61.
- 33. Paluš M. // Contemp. Phys. 2007. V. 48. P. 307.
- Paluš M., Vejmelka M. // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. № 5. P. 056211.
- 35. Сокольский В.М., Петрова И.Ю., Китиашвили И.З. и др. Способ комплексной оценки и визуализации состояния пациента во время седации и общей анестезии // Пат. РФ RU 2718544. Опубл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели". № 10 от 08.04.2020 г.

# \_\_\_\_ НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ \_ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 621.373.54

# ГЕНЕРАТОР СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ С ФОРМИРОВАТЕЛЕМ РЕЗКОГО СПАДА

© 2020 г. А. М. Бобрешов<sup>а, \*</sup>, А. С. Жабин<sup>а</sup>, В. А. Степкин<sup>а</sup>, Г. К. Усков<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, Воронеж, 394036 Российская Федерация \*E-mail: bobreshov@phys.vsu.ru Поступила в редакцию 12.11.2019 г. После доработки 04.03.2020 г.

Принята к публикации 10.03.2020 г.

Проанализирована работа генератора сверхкоротких импульсов на базе индуктивного накопителя энергии и полупроводникового размыкателя тока — диода с накоплением заряда. Для достижения максимальной амплитуды формируемых импульсов проведена оптимизация параметров схемы генератора и режима его работы. Для уменьшения их длительности предложено применение формирователя резкого спада на основе диодов с накоплением заряда. Приведены результаты экспериментального исследования предложенных решений, за счет которых удалось получить длительность импульса 230 пс по полувысоте при амплитуде 70 В.

DOI: 10.31857/S0033849420100010

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Сверхкороткие импульсные сигналы (СКИ) нашли применение в различных приложениях радиофизики и электроники, например, подповерхностной и ближней радиолокации [1], микроволновом зрении [2] и беспроводной сверхширокополосной связи. Известно, что характеристики таких систем зависят от амплитуды, длительности, спектрального состава и частоты следования используемых импульсов [1]. Так, разрешающая способность радиолокационной станции тем выше, чем меньше пространственная длительность импульсного сигнала [1], а увеличение его амплитуды повышает дальность действия радиосистемы.

Основным принципом формирования таких сигналов является относительно длительное накопление энергии в реактивном элементе, а затем ее быстрая передача в нагрузку в виде импульса напряжения или тока. В данной статье рассмотрены формирователи видеоимпульсов, построенные на основе индуктивных накопителей энергии и диодов с накоплением заряда (ДНЗ), которые выполняют роль размыкателей тока благодаря сверхбыстрому изменению своей проводимости.

Цель работы — решить ряд задач, связанных с оптимизацией параметров схемы и режимов работы генератора, что обеспечивается выбором используемой элементной базы и разработкой новых схемотехнических решений, позволяющих уменьшить длительность формируемых СКИ при их максимально возможной амплитуде.

# 1. ПРИНЦИП ФОРМИРОВАНИЯ И СХЕМА ГЕНЕРАТОРА СКИ

На данный момент известно достаточно большое количество схемотехнических решений генераторов СКИ [3-11]. Одна из простейших схем генератора, реализующая принцип накопления энергии магнитного поля в индуктивности с последующей ее быстрой передачей в нагрузку, представлена на рис. 1. Работа указанного генератора с индуктивным накопителем энергии подробно рассмотрена ранее [3]. Процесс формирования импульса условно разделяют на три стадии, которые ограничены моментами времени  $t_0, t_1$  и  $t_3,$ представленными на временной диаграмме тока через нагрузку (рис. 2в). На первой стадии ( $t < t_0$ ) напряжение  $V_{\rm зап}$  на базе транзистора VT равно нулю (рис. 2а). Транзистор закрыт, диод с накоплением заряда VD смещен в прямом направлении, а протекание через него тока  $I_{VD}$  (рис. 26) сопровождается инжекцией электронов и дырок в активную область и накоплением в ней носителей заряда. На второй стадии транзистор VT открывается подаваемым на его затвор запускающим импульсом, смещение на диоде VD изменяется на обратное, вследствие чего происходит удаление накопленного заряда из полупроводниковой структуры дио-



Рис. 1. Схема генератора СКИ.

да. Одновременно с этим ток через индуктивность  $L_1$  также меняет свое направление и в ней накапливается энергия магнитного поля. Эта стадия начинается в момент времени  $t_0$  и заканчивается в момент времени  $t_1$ , когда концентрация накопленных носителей заряда в активной области диода становится близкой к нулю. В течение третьей — завершающей стадии ( $t_1 < t < t_3$ ) — происходит резкое восстановление высокого обратного сопротивления диода и формирование импульса на нагрузке.

Как показано в работе [3], генерируемый сверхкороткий импульсный сигнал с достаточной степенью точности можно рассматривать как суперпозицию двух экспоненциальных функций. Первая из них описывает процесс переключения ДНЗ в закрытое состояние и характеризует передний фронт формируемого импульса, вторая – переходные процессы в реактивных элементах генератора и. соответственно, спад СКИ. Очевидно, что от длительностей фронта и спада зависит длительность результирующего импульса. Амплитуда СКИ определяется величиной тока через диод на момент окончания экстракции носителей заряда, временем его переключения в закрытое состояние и длительностью переходных процессов в реактивных элементах схемы. Причем при прочих равных условиях, увеличивая индуктивность, можно добиться повышения амплитуды, но в то же время это приведет к росту длительности спада формируемого импульса. Отсюда можно сделать вывод, что для рассматриваемой схемы генератора невозможно одновременное достижение максимальной амплитуды и минимально возможной длительности СКИ. Поэтому в данной работе предложено произвести оптимизацию элементов схемы для достижения максимальной амплитуды, а длительность формируемых импульсов уменьшить дополнительным схемотехнически решением – формирователем резкого спада.

#### 2. УВЕЛИЧЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ФОРМИРУЕМЫХ СКИ

Для достижения максимума амплитуды должны быть выполнены следующие условия: величина тока, протекающего через ДНЗ на второй стадии работы генератора, должна быть максимальной для используемого типа ДНЗ; время переключения ДНЗ — минимально возможным; величина энергии, накопленной в индуктивности к моменту переключения диода, — максимально достижимой.



**Рис. 2.** Временные диаграммы токов и напряжений в схеме генератора; а-в – три условные стадии (см. текст).



Рис. 3. Схема генератора СКИ (а) с формирователем резкого спада (б).

Выполнения первых двух условий можно добиться, осуществляя подбор диода с накоплением заряда и задавая режим его работы для соответствия конкретным требованиям, предъявляемым к разрабатываемому генератору СКИ. Кроме того, существует подход [4], при котором вместо одного устанавливают несколько последовательно соединенных ДНЗ. За счет этого можно добиться уменьшения их результирующего времени переключения в закрытое состояние.

Последнее условие, необходимое для достижения максимума амплитуды СКИ, означает выбор максимально возможного номинала индуктивности при заданном значении протекающего тока. Олнако сушествуют ограничения, связанные с переходными процессами на первой и второй стадиях работы генератора. При неверно выбранных значениях индуктивности прямой и/или обратный токи, могут не достичь своих максимально возможных значений к моменту переключения ДНЗ, что негативно скажется на параметрах формируемых импульсов. Как видно из схемы (см. рис. 1) для увеличения тока I<sub>L</sub> на второй стадии рабочего цикла генератора следует повышать напряжение источника питания  $V_2$ . Однако оно не должно превышать напряжение пробоя диода. После открытия транзисторного ключа VT ток через индуктивность I<sub>L</sub> экспоненциально возрастает, асимптотически стремясь к своему максимальному значению, равному  $V_2/(R_D + R_{VT})$ , где  $R_D$  – активное сопротивление диода в проводящем состоянии, а  $R_{VT}$  – сопротивление канала полевого транзистора при отпирающем напряжении на затворе.

Скорость нарастания тока  $I_L$  определяется величиной индуктивности  $L_1$  и суммарным сопротивлением цепи  $VD-L_1-VT$ , а момент переключения диода – зарядом Q, накопленным в его активной области в течение первой стадии. То есть чем больше накоплено заряда, тем дольше диод находится в проводящем состоянии и тем ближе значение обратного тока к максимально достижимому. Накопление заряда на первой стадии работы генератора зависит от ее длительности, переходного процесса в индуктивности, напряжения источника  $V_1$ , определяющего прямой ток диода, и времени жизни неосновных носителей заряда в активной области ДНЗ.

Таким образом, поиск решения для обеспечения максимальной амплитуды формируемого сигнала представляет собой задачу многопараметрической оптимизации параметров схемы генератора. При этом для ее решения необходимо реализовать возможность управления длительностью стадии накопления заряда в ДНЗ, что одновременно позволит добиться более высокой частоты повторения импульсов. В соответствии со сказанным, было предложено изменить описанную выше схему (рис. 3а).

Для уменьшения времени переключения в анализируемых далее схемах генератора были установлены по три последовательно соединенных диода MAVH-044769 вместо одного. Указанное количество ДНЗ было определено экспериментально.

В модифицированной схеме (см. рис. 3а) предложено изменить направление включения диодов с накоплением заряда VD<sub>1-3</sub>. В этом случае, пока транзистор VT закрыт, диоды  $VD_{1-3}$  смещены в обратном направлении и вследствие наличия разделительной емкости С2 потребления тока не происходит. При подаче запускающего импульса  $V_{\rm зап}$  транзистор VT открывается, источник  $V_2$ смещает диоды VD<sub>1-3</sub> в прямом направлении и происходит накопление заряда в их полупроводниковой структуре. После завершения запускающего импульса транзистор закрывается, диоды  $VD_{1-3}$  смещаются в обратном направлении, что приводит к удалению накопленного заряда, а затем к переключению ДНЗ в непроводящее состояние и формированию СКИ на нагрузке  $R_{\rm H}$ . Указанные изменения позволяют регулировать длительность

первой стадии работы генератора, что дает возможность управлять количеством накопленного заряда, а следовательно, и моментом переключения диодов  $VD_{1-3}$ .

Для нахождения номиналов элементов схемы, при которых достигается максимальное значение напряжения импульса на нагрузке (максимум амплитуды), была проведена оптимизация предложенной схемы генератора. В ходе оптимизации варьировались следующие величины: напряжение источника  $V_2$ , индуктивность  $L_1$ , емкость  $C_2$ , сопротивление R<sub>1</sub>, длительность запускающего импульса  $\tau_{3an}$ . При этом исходя из предельно допустимых режимов работы ДНЗ (MAVR-044769) и транзистора (RD15HVF1) напряжение  $V_1$  не должно превышать 30 В, а напряжение источника V<sub>2</sub> - 15 В. Максимальное значение длительности запускающего импульса выбиралось равным величине времени жизни носителей заряда, приведенной в документации на диод, и составляло 50 нс. Накопление заряда в течение более длительного интервала времени не приведет к его увеличению из-за процессов рекомбинации. Параметры модели ДНЗ [6] определялись с помощью экспериментально измеренных переходных характеристик по методике, описанной в работе [12]. Поиск оптимальных значений номиналов схемы генератора проводили с использованием метода Монте-Карло и метода градиента. В результате оптимизации были получены значения параметров схемы ( $V_1 = 30$  B,  $V_2 = 14.7$  B;  $L_1 = 17$  нГ;  $C_1 =$  $= 10 \text{ H}\Phi; C_2 = 40 \text{ }\Pi\Phi; R_1 = 10 \text{ OM}; R_2 = 50 \text{ OM}; \tau_{3a\pi} =$ = 23 нс), при которых амплитуда генерируемого сверхкороткого импульса на нагрузке  $R_{\rm H} = 50 \, {\rm Om}$ составила 74 В.

Необходимо отметить, что увеличение емкости  $C_2$  относительно указанного выше значения, практически не влияет на амплитуду и длительность фронта формируемого импульса. Кроме того, при оптимизации указанных выше параметров не предъявлялось требований к значению длительности СКИ, которое на полувысоте составило  $\tau_{\rm имп}$  = 0.65 нс. Причем длительность фронта формируемого импульса, обусловленная временем переключения ДНЗ, равна 160 пс и практически не зависит от номиналов схемы, в то время как длительность спада составляет много большую величину, 1260 пс, и определяется переходными процессами в реактивных элементах. Схемотехническое решение, предложенное для уменьшения длительности спада СКИ, описано в следующем разделе.

#### 3. УМЕНЬШЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ФОРМИРУЕМЫХ СКИ

Как упоминалось, длительность формируемых импульсов определяется фронтом и спадом, которые в свою очередь связаны с разными процессами, протекающими в схеме генерации. Длительность фронта зависит от времени переключения ДНЗ и составляет порядка сотни пикосекунд, а спад импульса — в большей степени от номиналов реактивных элементов схемы. Нами предложено схемотехническое решение, позволяющее существенно уменьшить длительность спада СКИ на выходе генератора.

Схема генератора импульсов, включающая формирователь резкого спада на основе диодов с накоплением заряда  $VD_{4-6}$ , представлена на рис. 3. Длительность запускающего импульса, номиналы индуктивности  $L_1$ , емкости  $C_2$ , сопротивления  $R_1$  и значения напряжений  $V_1$  и  $V_2$  были выбраны в соответствии с результатами проведенной ранее оптимизации с целью обеспечения максимальной амплитуды СКИ.

Первая стадия работы генератора (см. рис. 3а) с формирователем резкого спада (см. рис. 3б) аналогична описанной в разд. 2. Однако необходимо отметить, что на этой стадии накопление заряда происходит не только в полупроводниковых структурах диодов  $VD_{1-3}$ , но и в  $VD_{4-6}$  за счет тока, протекающего через них и резистор  $R_3$ , вследствие перезарядки емкости  $C_2$ . Величина накопленного в  $VD_{4-6}$  заряда определяется номиналами указанных элементов. На этой стадии диод Шоттки  $VD_7$ препятствует протеканию тока через нагрузку, тем самым позволяя избавиться от нежелательного выброса напряжения отрицательной полярности на нагрузке, который предшествуют формированию СКИ (рис. 4).

После завершения импульса запуска транзистор VT закрывается и диоды  $VD_{1-3}$  смещаются в обратном направлении. Благодаря накопленному заряду, их обратное сопротивление на данной стадии работы представляет собой малую величину (единицы ом), поэтому можно считать, что они полностью шунтируют часть цепи, включающую конденсатор  $C_2$ , а ток в этой цепи пренебрежимо мал. Обратный ток через диоды VD<sub>1-3</sub> сопровождается экстракцией накопленного заряда. Как только весь накопленный заряд покидает их полупроводниковую структуру, сразу же стремительно восстанавливается их высокое обратное сопротивление. При этом происходит обрыв тока в цепи диодов  $VD_{1-3}$  и формируется фронт импульса, который способствует разрядке емкости  $C_2$ , что обусловливает обратное смещение диодов VD<sub>4-6</sub> и удаление заряда из их полупроводнико-



Рис. 4. Сверхкороткий импульсный сигнал, полученный с применением формирователя резкого спада (сплошная кривая) и без него (штриховая).

вых структур. Сверхбыстрое восстановление их высокого обратного сопротивления приводит к формированию резкого спада импульса на нагрузке  $R_{\rm H}$ . Таким образом, длительность формируемых сверхкоротких импульсов значительно уменьшается.

Стоит отметить, что выбор номинала сопротивления  $R_3$  следует осуществлять исходя из величины накопленного заряда в  $VD_{4-6}$  и условия  $R_3 \gg R_{\rm H}$ , необходимого для исключения шунтирования нагрузки на последней стадии работы генератора. В данной работе оно составило 600 Ом.

В связи с тем что экстракция накопленного заряда в *VD*<sub>4-6</sub> происходит под действием генерируемого сверхкороткого импульса, проходящего через формирователь резкого спада, величина этого заряда должна быть достаточной для достижения максимальной амплитуды формируемых импульсов. Стоит подчеркнуть, что накопление указанного заряда предложено осуществлять, используя не дополнительный источник питания, а положительное смещение, которое обеспечивается перезарядкой емкости  $C_2$ . Как было сказано выше, в схеме генератора без формирователя резкого спада увеличение емкости С2 относительно полученного при оптимизации значения не приводит к существенным изменениям параметров импульса. Тогда в схеме с формирователем резкого спада ее номинал можно подобрать так, чтобы восстановление высокого обратного сопротивления  $VD_{4-6}$  начиналось в момент времени  $t_2$  (см. рис. 2), когда напряжение на нагрузке достигает максимума. Выполнение данного условия обеспечивает формирование на нагрузке импульса с наименьшей длительностью при максимальной амплитуде. Дальнейшее увеличение С2 позволяет варьировать в некоторых пределах длительность формируемых СКИ при неизменном значении максимального напряжения на нагрузке. Уменьшение указанной емкости приведет к уменьшению результирующей длительности импульсов, однако при этом будет наблюдаться и уменьшение их амплитуды. Для предложенной схемы генератора с учетом ее оптимизированных параметров значение  $C_2$  было выбрано равным 50 пФ. При этом выходное напряжение импульса успевает достичь максимума (72 В), и переключение диодов  $VD_{4-6}$  начинается, когда напряжение на нагрузке достигает пикового значения. В результате оптимизации длительность переднего фронта импульса на выходе формирователя составила 130 пс, длительность спада 140 пс, а результирующая длительность формируемых импульсов на полувысоте – 180 пс.

# 4. ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЕ ГЕНЕРАТОРА СКИ И УРОВЕНЬ ЗВОНА

Зачастую при использовании в радиолокационных системах и системах связи импульсных сигналов период следования значительно превышает их длительность. Передающая часть находится в ожидании в течение времени распространения сигнала до цели и обратно [2]. При этом генератор СКИ (см. рис. 1) продолжает потреблять энергию источника питания  $V_1$ , так как при закрытом транзисторе VT ток протекает по цепи накачки ДНЗ. В отличие от большинства известных генераторов [3–5, 7–11] в предложенной схеме (см. рис. 3) предусмотрена возможность регулирования продолжительности стадии накопления заряда диоды  $VD_{1-3}$ , за счет чего можно снизить потребление энергии.

Помимо этого, как видно из рис. 3, схема генератора не содержит источник для смещения диодов  $VD_{4-6}$  в прямом направлении. В похожих схемах генераторов, описанных, например, в [10, 11], такой постоянный источник использовался для регулировки прямого тока через диод в формирователе спада и величины накопленного в нем заряда. В предлагаемой схеме генератора смещение  $VD_{4-6}$  происходит благодаря перезарядке емкости  $C_2$ , что позволяет отказаться от дополнительного источника питания. Данное схемотехническое решение дает возможность сократить потребление энергии, что может оказаться особенно важным для мобильных, портативных радиосистем.

При формировании СКИ важно минимизировать колебательный процесс, так называемый "звон", возникающий после генерации импульса. Для корректной работы генератора и радиосистемы в целом формирование следующего импульса должно происходить после затухания звона от предыдущего. Данное условие ограничивает частоту повторения СКИ. Основной причиной звона являются переходные колебательные процессы в реактивных элементах схемы. Для уменьшения уровня этих колебаний используются различные решения, в том числе на основе быстродействующих диодов Шоттки [6]. В предложенном генераторе эту функцию выполняют диоды VD<sub>4-6</sub>, использование которых позволило снизить уровень звона за счет блокирования положительных полуволн переходных колебаний и обеспечить их быстрое затухание.

# 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Плата разработанного генератора была изготовлена из материала Rogers RO4350В. Ширина дорожек рассчитывалась для согласования с нагрузкой 50 Ом. Управление транзисторным ключом RD15HVF1 в схеме генератора осуществлялось запускающими импульсами от генератора импульсов Agilent 81104A с амплитудой 10 В и регулируемой длительностью от 6 нс. В качестве нагрузки  $R_{\rm H}$  использовали вход стробоскопического осциллографа DCA-X 86100D с сопротивлением 50 Ом и полосой пропускания 20 ГГц, с помощью которого регистрировали осциллограммы и определяли параметры импульсного сигнала на выходе генератора. В качестве диодов с накоплением заряда использовали MAVR-044769.

Осциллограммы на выходе генератора без применения формирователя резкого спада и с его применением представлены на рис. 4. Номиналы элементов, режимы работы и длительность запускающих импульсов выбирали исходя из результатов проведенной оптимизации. Как видно из осциллограммы, применение дополнительного схемотехнического решения в схеме генератора на базе ДНЗ MAVH-044769 позволило сократить длительность спада формируемых СКИ до 150 пс, а результирующую длительность по полувысоте – до 230 пс при максимальной амплитуде, составляющей 70 В. Помимо этого, использование формирователя резкого спада позволило уменьшить уровень звона до -23.5 дБ. В сравнении с другими известными решениями [3-11], предлагаемый генератор позволяет формировать импульсы с большей амплитудой, меньшей длительностью и меньшим уровнем звона.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ схемы генерации СКИ, основанной на накоплении энергии магнитного поля в индуктивности и ее быстрой передаче в нагрузку. Описаны закономерности изменения формы и параметров генерируемых импульсов в зависимости от характеристик переключения диода с накоплением заряда и переходных процессов в реактивных элементах схемы. Для схемы генератора с индуктивным накопителем предложен подход, позволяющий формировать СКИ максимальной амплитуды и при этом избежать увеличения их длительности за счет применения формирователя резкого спада. Помимо этого, предложенные схемотехнические решения позволили снизить уровень звона и энергопотребление генератора. Экспериментально полученный импульсный сигнал на выходе генератора обладает следующими параметрами: амплитуда 70 В, длительность 230 пс, уровень звона –23.5 дБ. Материалы работы могут использоваться при разработке сверхширокополосных радиолокационных систем высокого разрешения и систем сверхширокополосной связи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев Ю.А., Кошелев В.И., Романченко И.В. и др. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 337.
- Pitcher A.D., McCombe J.J., Eveleigh E.A., Nikolova N.K. // 2018 IEEE/MTT-S Int. Microwave Symp. (IMS). Philadelphia. 10–15 Jun. N.Y.: IEEE, 2018. P. 919.
- 3. Бобрешов А.М., Жабин А.С., Степкин В.А., Усков Г.К. // Радиотехника. 2016. № 2. С. 101.
- Бобрешов А.М., Жабин А.С., Степкин В.А., Усков Г.К. // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика. Математика. 2016. № 3. С. 13.

- Yin Q., Pan Z., Zhang Z. // Proc. 2nd Int. Conf. on Mechanical, Electronic, Control and Automation Engineering (MECAE 2018), Quingdao. 30–31 Mar. Hong Kong: Atlantis Press, 2018. P. 158.
- Bobreshov A.M., Zhabin A.S., Stepkin V.A., Uskov G.K. // IEEE Microwave and Wireless Components Lett. 2017. V. 27. № 11. P. 1013.
- Oloumi D., Ting J.-W., Rambabu K. // IEEE Trans. V. MTT-64. 2016. № 8. P. 2684.
- Moll J.L., Krakauer S., Shenii R. // Proc. IRE. 1962. V. 50. № 1. P. 43.

- *Kyhala J., Andersson M.* // Microwave J. 2005. V. 48. № 9. P. 206.
- 10. *Yongsheng G., Baiyu L., Yonglin B. et al.* // Chinese J. Electron. 2010. V. 19. № 2. P. 378.
- Fu Z., Liu J., Zhang Z. // Proc. 2018 IEEE Int. Symp. on Circuits and Systems (ISCAS), Florence. 27–30 May. N.Y.: IEEE, 2018. P. 8351347.
- 12. Бобрешов А.М., Китаев Ю.И., Степкин В.А., Усков Г.К. // Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика. Математика. 2012. № 2. С. 12.

# НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

УДК 796.015.59

# ЭЛЕКТРОМИОСТИМУЛЯТОР С НЕТИПИЧНОЙ ФОРМОЙ СИГНАЛОВ

© 2020 г. П. С. Мартьянов<sup>а, \*</sup>, Д. В. Чуриков<sup>а</sup>

 <sup>а</sup>Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация
 \*E-mail: La3232@mail.ru
 Поступила в редакцию 30.01.2020 г.
 После доработки 30.01.2020 г.
 Принята к публикации 25.02.2020 г.

Представлена разработка новой модели электромиостимулятора, воздействующего с помощью электроимпульсов на нервно-мышечный аппарат человека. Особенность приведенной конструкции состоит в том, что выходной сигнал имеет нестандартную форму пачек импульсов. Приведены основные параметры его работы, описан принцип функционирования, проиллюстрированы схемы и результаты моделирования некоторых ключевых узлов.

DOI: 10.31857/S0033849420100046

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Электромиостимуляция – это воздействие электрических импульсов различной формы, частоты и амплитуды на мышцы опорно-двигательного аппарата человека. Основная особенность электромиостимуляциисостоит в том, что она активизирует большее количество мышечных волокон, чем при обычном мышечном сокращении [1, 2]. Это позволяет развивать большие мышечные усилия по сравнению с обычным режимом выполнения упражнений. Поэтому, начиная со второй половины прошлого века, данная методика активно используется в спорте, фитнесе и медицине. В случае невозможности мышны осуществлять самопроизвольное сокращение, ее искусственная активизация за счет применения электромиостимуляции позволит осуществлять движение неподвижной мышцы, что даст возможность больным быстрее реабилитироваться при травмах опорнодвигательного аппарата.

В большинстве электромиостимуляторов (ЭМС), которые представлены на сегодняшнем рынке, для воздействия на мышцы человека используются прямоугольные пачки импульсов (см. рис. 1a) [2–4]. Однако применение в ЭМС сигналов с возрастающей амплитудой импульсов по сравнению с обычной формой сигнала рис. 16, позволят рекрутировать большее количество мышечных волокон, чем при использовании стандартного сигнала. Активизация большего числа мышечных волокон позволит развить большее мышечное усилие в стимулируемой мышечной группе и, как следствие, поднять силовой потенциал спортсменов. Поэтому в данной работе будет идти речь о разработке нового устройства — ЭМС с нетипичной формой сигналов.

# РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОМИОСТИМУЛЯТОРА

Анализ [5–7] показал, что предлагаемое устройство можно реализовать с использованием управляющего микроконтроллера и других вспомогательных радиоэлектронных изделий: как цифровых, так и аналоговых.

За основу взят микроконтроллер ST MicroelectronicsSTM32F031. Это 32-х разрядная микросхема, выполненная по архитектуре ARM Cortex-M0, которая поддерживает основные современные ин-



**Рис. 1.** Форма пачек импульсов прямоугольного электромиостимулционного сигнала (а) и форма пачек импульсов с возрастающей амплитудой (б).



Рис. 2. Структурная схема разрабатываемого устройства.



Рис. 3. Форма сигнала на выходе ЦАП.

терфейсы I2C, LIN, SPI, USART, содержит несколько встроенных счетчиков и другую периферию. Помимо контроллера использовались 12-ти разрядные цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП) DAC6311, оптопары TLP117 для гальванической развязки, высоковольтные транзисторы, энкодеры и другие элементы. Структурная схема разрабатываемого устройства представлена на рис. 2.

Принцип функционирования заключается в том, что микроконтроллер генерируетдва сигнала это цифровые данныеSPI интерфейса и последовательность прямоугольных импульсов, которые выдает встроенный в микроконтроллер счетчик. Далее эти два сигнала проходят через гальваническую развязку и поступают в ЦАП, на выходе которых получается аналоговый сигнал виде кусочно-линейной функции (рис. 3). В блоке усилителя-формирователя сигнал кусочно-линейной функции перемножается с сигналом прямоугольных импульсов, в результате чего образуются импульсы с нарастающей амплитудой, которые усиливаются и поступают на выход устройства.

В разработанном макете предусмотрена регулировка параметров выходного сигнала с помощью энкодеров. Амплитуда выходного сигнала изменяется от  $U_{\rm min} = 20$  до  $U_{\rm max} = 60$  В, частота – от 50 до 200 Гц, а длительность пачек импульсов – от 0.1 до 2 с. На индикаторе будут выдаваться фактические параметры выходного сигнала.

Для управления параметрами выходного сигнала с помощью энкодеров и генерирования нужной формы применяется микроконтроллер, а также разработана программа на языке программирования Си с использованием рабочей среды Eclipse. Данная программа загружается в энергонезависимую память микроконтроллера через последовательный порт, что позволяет внутрисистемно обновлять управляющую программу.

Особое внимание при разработке устройства уделено моделированию блока усилителя-формирователя. Основная задача этого блока — усиливать и непосредственно синтезировать выходной сигнал в виде пачек импульсов с нарастающей амплитудой. Структурная схема блока представлена на рис. 4.

На вход 1 поступают сигналы с ЦАП, на вход 2 подаются прямоугольные импульсы, с оптопары,



Рис. 4. Структурная схема блока усилителя-формирователя.



Рис. 5. Выходной сигнал модели усилителя-формирователя в программе схемотехнического проектирования OrCad.



Рис. 6. Печатный узел макета ЭМС.

которые были синтезированы микроконтроллером. После перемножения двух сигналов образуется сигнал на выходе в виде нарастающих пачек импульсов с напряжением от 20 до 60 В. Этот сигнал предается на электроды, которые установлены на теле спортсмена. Электрическая схема блока была промоделирована в программе схемотехнического проектирования OrCad с помощью языка описания электрических устройств PSpice. Результат моделирования представлен на рис. 5в виде временной зависимости амплитуды сигнала (пачек импульсов с нарастающей амплитудой). Внешний вид макета ЭМС представлен на рис. 6 в виде печатного узла с подсоединенным программатором для перепрограммирования микроконтроллера.

С целью полтверждения эффективности данной методики был проведен эксперимент на базе кафедры физического воспитания Научно-исследовательского университета высшей школы экономики (НИУ ВШЭ). В эксперименте приняли участие 12 атлетов, длительность эксперимента составила три месяца. Электромиостимуляционное воздействие оказывалось на мышцы-разгибатели бедра. В качестве тестирующего упражнения, было выбрано приседание со штангой на плечах. В начале и конце эксперимента было проведено соответственно фоновое и конечное тестирование силовых показателей. В результате было выявлено увеличение силовых показателей в данном упражнении на 5-7% в зависимости от собственного веса атлета.

#### выводы

1. Разработана электрическая принципиальная схема ЭМС, отдельные части которой промоделированы и получены положительные результаты.

2. Разработан печатный узел макета ЭМС, а также реализована управляющая программа на языке Си для микроконтроллера.

3. Проведены пробные эксперименты и получены результаты, демонстрирующие развитие мышечного потенциала спортсменов.

4. Показана эффективность методики электромиостимуляционного воздействия с нестандартной формой сигала на нервно-мышечный аппарат атлетов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Коц Я.М. Физилогия мышечной деятельности: учебник для институтов физической культуры. М.: Физкультура и спорт, 1988.
- Sanchez B.R., Puche P.P., Gonzame-Badillo J.J. // J. Strength and Conditioning Research. 2005. V. 19. № 2. P. 438.
- 3. *Мартьянов П.С.* // Оригинальные исследования. 2018. № 4. С. 19.
- 4. *Николаев А.А.* Электромиостимуляция в спорте. Смоленск: СГИФК, 1999.
- 5. Мартьянов П.С. // РЭ. 2018. Т. 63. № 11. С. 1197.
- Kravchenko V.F., Churikov D.V. // Proc. 4th Int. Conf. on Ultrawideband and Ultrashot Impulse Signals (UWBUSIS-2008). Sevastopol 15–17 Oct. 2008. N.Y.: IEEE, 2008. P. 27.
- Kravchenko V.F., Churikov D.V. // Proc. Int. Conf. "Days on Diffraction 2012", DD St. Petersburg. 28 May–1 Jun. 2012. N.Y.: IEEE, 2012.