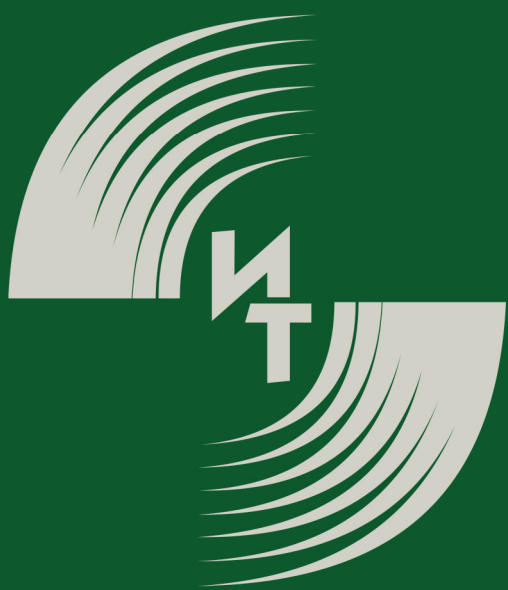




**ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ
ТЕХНИКА
2021
№6**



RIGOL

Possibilities and More

Цифровой осциллограф DS8000-R серия

2 устройства в стандартной стойке высотой 1U

Возможность получения
до **512** измерительных
каналов



**Самая высокая производительность на
сегодняшний день в решении сложнейших задач
на встраиваемых системах.**

- Максимальная частота дискретизации 10 Гбит / с
- Высокая плотность, большое количество каналов
- Максимальная глубина записи: до 500 М точек в штатной комплектации приборов
- Анализатор частотного спектра в реальном времени
- Максимальная скорость захвата осциллограмм: до 600 000 осц/сек
- Анализатор цифровых протоколов для общей последовательности шин
- Независимая цветовая персистенция для БПФ

На правах рекламы

О компании RIGOL Technologies:

RIGOL Technologies динамично развивающаяся компания в области измерительной и испытательной техники. Наша премиальная линейка продуктов включает в себя цифровые запоминающие осциллографы, цифровые осциллографы смешанных сигналов, анализаторы спектра, функциональные генераторы сигналов произвольной формы, программируемые источники питания и нагрузки, цифровые мультиметры, системы сбора данных и прикладное программное обеспечение.

Наши решения сочетают в себе высокую производительность, безупречное качество и передовые характеристики, при этом привлекают своими ценами. Продукция RIGOL способствует повышению качества, сокращению сроков и снижению стоимости проведения испытаний, это лучшая инвестиция в ваше производство.



ООО ТД "ЮНИТ СЕРВИС"

Телефоны:

+7-812-983-49-04, +79216447168

адрес электронной почты:

tdus@td-unitervis.ru

Веб-сайт: td-unitervis.ru

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА 2021 № 6 июнь

Ежемесячный
научно-технический
журнал

Основан в 1939 г.

С 1958 г. переводится
на английский язык
под названием
«Measurement Techniques»
издательством
Springer Nature
www.springer.com/11018

Издаётся с приложением
«Метрология»

УЧРЕДИТЕЛИ

Федеральное агентство
по техническому регулированию
и метрологии

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт метрологии
им. Д. И. Менделеева»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт оптико-физических
измерений»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт физико-технических и
радиотехнических измерений»

ФГУП «Всероссийский
научно-исследовательский
институт метрологической
службы»

ФГУП «Российский
научно-технический центр
информации по стандартизации,
метрологии и оценке соответствия»

МОО «Метрологическая академия»

СОДЕРЖАНИЕ

■ ЛИНЕЙНЫЕ И УГЛОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

П. А. Павлов, Е. М. Иващенко. Измерение параметров углового движения зеркала сканирующего устройства 3

■ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

Д. А. Парёхин. Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённости 8

■ МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Ж. А. Даев, Г. Е. Шопанова, Б. А. Токсанбаева. Инвариантный метод измерения расхода влажного газа 13

■ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Б. А. Лапинов. Методы измерения температуры в технологиях сверхвысокочастотного нагрева 20

■ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

В. М. Геворкян, Ю. А. Казанцев, А. В. Шутков. Способ измерения добротности миниатюрных открытых диэлектрических резонаторов на сверхвысоких частотах 29

Д. М. Сурду, М. Н. Сурду. Основы построения мостов переменного тока с фазовым регулированием 37

■ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Р. В. Гильмутдинов, И. И. Краснолобов, Н. Л. Меньших, С. А. Федоров. Методические погрешности измерений коэффициента зеркального отражения плоских образцов материалов на измерительных стендах двух типов 44

В. Я. Фатеев. Измерение резонансной частоты амплитудным и фазовым методами с помощью цифрового частотного сканирования 51

Е. Л. Шошин. Измерение высоты морских волн методом радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами 59

■ МЕДИЦИНСКИЕ И БИОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Никитаев В. Г., Проничев А. Н., Тамразова О. Б., Сергеев В. Ю., Отченашенко А. И., Дружинина Е. А., Козырева А. В., Соломатин М. А., Козлов В. С. Модель выделения структурных элементов – линий – на цифровых изображениях в онкодерматологии 66

Главный редактор
С. С. Голубев

Редакционная коллегия:

И. В. Емельянова
(зам. гл. редактора)
В. И. Белоцерковский
С. И. Донченко
Л. К. Исаев
А. Д. Козлов
Е. П. Кривцов
В. Н. Крутиков
А. Ю. Кузин
С. В. Медведевских
А. И. Механиков
В. В. Окрепилов
В. Н. Храменков
И. А. Шайко
В. В. Швыдун

Научные редакторы *Грачева И. Л., Федяева М. В.*
Корректор *Бучная М. В.*
Иллюстрации *Бабаев И. Н.*
Компьютерная верстка *Нотт С. А.*
Реклама, распространение и подписка *Керсова Л. А.*
Тел.: +7(495)430-28-02, kersova@vniims.ru

Сдано в набор: 25.05.2021.
Подписано в печать: 28.06.2021.
Формат 60х90 1/8. Бумага мелованная. Печать офсетная.
Усл. п. л. 9,0. Уч.-изд. л. 11,3. Тир. 200 экз. Зак. 21-44е.
Свободная цена.

Отпечатано в ООО «Типография «Миттель Пресс»
127254, Москва, ул. Руставели, 14, с. 6, оф. 7

Издание зарегистрировано Роскомнадзором
Свидетельство о регистрации: ПИ № ФС77-21572
от 15.07.2005.

Издатель: ФГУП «ВНИИМС».
Адрес редакции и издателя: 119361, Москва,
ул. Озёрная, 46, ФГУП «ВНИИМС».
Тел.: +7(495)781-48-70
E-mail: izmt@vniims.ru
Сайт: www.izmt.ru

Редакция не несёт ответственности за содержание
рекламных материалов.
Точка зрения редакции может не совпадать с позицией
авторов.
Полное или частичное воспроизведение материалов
допускается с письменного разрешения редакции.
При перепечатке материалов ссылка на журнал
«Измерительная техника» обязательна.
Все поступившие в редакцию материалы подлежат
рецензированию.
Материалы, переданные в редакцию, не возвращаются.
Требования к оформлению статей размещены на сайте
www.izmt.ru
Знаком информационной продукции не маркируется.

■ LINEAR AND ANGULAR MEASUREMENTS

P. A. Pavlov, E. M. Ivashchenko. Measurement of the angular motion parameters of the mirror of the scanning device.....13

■ TIME AND FREQUENCY MEASUREMENTS

D. A. Paryohin. Thermal compensation in quantum frequency standards based on the effect of coherent population trapping.....8

■ MECHANICAL MEASUREMENTS

Zh. A. Dayev, G. E. Shopanova, B. A. Toksanbaeva. Invariant method for measuring wet gas flow rate13

■ TERMOPHYSICAL MEASUREMENTS

B. A. Lapshinov. Methods of temperature measurement in microwave heating technologies.....20

■ ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS

V. M. Gevorkyan, Yu. A. Kazantsev, A. V. Shutov. Method for measuring the Q-factor of miniature open dielectric resonators at ultrahigh frequencies.....29

D. M. Surdu, M. N. Surdu. Basis of the phase controlled AC bridges.....37

■ RADIO MEASUREMENTS

R. V. Gilmudinov, I. I. Krasnolobov, N. L. Menshikh, S. A. Fedorov. Methodical errors in measuring the specular reflection coefficient from a planar sample of material for two types of measuring facilities44

V. Ya. Fateev. Measurement of resonance frequency by amplitude and phase methods using digital frequency scanning51

E. L. Shoshin. Measurement of sea wave height by radar sounding with polarization-modulated signals59

■ MEDICAL AND BIOLOGICAL MEASUREMENTS

Valentin G. Nikitaev, Alexandr N. Pronichev, Olga B. Tamrazova, Vasily Yu. Sergeev, Ekaterina A. Druzhinina, Alexandr I. Otchenashenko, Alexandra V. Kozyreva, Mihail A. Solomatin, Vladimir S. Kozlov. A model for the selection of structural elements of lines in digital images in oncodermatology66

Измерение параметров углового движения зеркала сканирующего устройства

Пётр Алексеевич Павлов¹, Елена Михайловна Иващенко²✉

^{1, 2} Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

¹pavl-petr@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6254-3145>

²emivashenko@etu.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-6666-995X>

Аннотация. Изучено сканирующее устройство для системы космического мониторинга окружающей среды. Основное внимание уделено исследованию параметров углового движения зеркала сканирующего устройства, поскольку равномерность вращения зеркала во многом определяет качество изображения поверхности Земли. Рассмотрен принцип и проанализированы результаты измерения параметров вращения в широком угловом диапазоне. Измерения выполнены с помощью динамического гониометра-автоколлиматора, откалиброванного на Государственном первичном эталоне единицы плоского угла ГЭТ 22-2014. Рассчитаны повторяемость средней угловой скорости зеркала сканирующего устройства и повторяемость начального угла сканирования. Отмечена нестационарность по математическому ожиданию и дисперсии в случайных отклонениях углового движения зеркала от линейного закона сканирования. С помощью вейвлет-анализа выявлена периодичность возбуждения колебаний в низкочастотной области спектра. Показана возможность применения динамического гониометра-автоколлиматора при измерении не только углового положения зеркала сканирующего устройства, но и угловой скорости.

Ключевые слова: динамический гониометр-автоколлиматор, сканирующее устройство, погрешность измерения

Для цитирования: Павлов П. А., Иващенко Е. М. Измерение параметров углового движения зеркала сканирующего устройства // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 3–7. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-3-7>

Measurement of the angular motion parameters of the mirror of the scanning device

Petr A. Pavlov¹, Elena M. Ivashchenko²✉

^{1, 2} Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI", St. Petersburg, Russia

¹pavl-petr@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6254-3145>

²emivashenko@etu.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-6666-995X>

Abstract. A scanning device for a space-based environmental monitoring system has been investigated. The main attention is paid to the study of the parameters of the angular motion of the mirror of the scanning device, the uniformity of rotation of which largely determines the quality of the image of the Earth's surface. The principle and results of measuring the parameters of the mirror rotation carried out in a wide angular range are considered. The measurements were performed using a dynamic goniometer-autocollimator, which has been calibrated at the State Standard of Plane Angle Unit GET 22-2014. The repeatability of the average angular velocity of the scanning device mirror and the repeatability of the initial scanning angle are calculated. Nonstationarity in mathematical expectation and variance in random deviations of the angular motion of the mirror from the linear law of scanning is noted. The use of wavelet analysis revealed the frequency of excitation of oscillations in the low-frequency region of the spectrum. The possibility of using the a dynamic goniometer-autocollimator for measuring not only the angular position of the scanning device mirror, but also the angular velocity is shown.

Keywords: dynamic goniometer-autocollimator, scanning device, measurement error

Введение. В системах мониторинга окружающей среды и космической технике для создания развёртки изображения применяются прецизионные оптико-механические сканирующие устройства [1]. Такие устройства выполняют линейную развёртку кадра с углом сканирования до 20° и

угловой скоростью около $14 \cdot 10^{-4}$ рад/с. Как правило, линейную развёртку кадра осуществляет сканирующее зеркало, угловое движение которого происходит по линейному закону с погрешностью в несколько десятых долей угловой секунды. В настоящее время не существует стандартизованных

средств измерений, позволяющих определять метрологические характеристики прецизионных оптико-механических сканирующих устройств бесконтактным способом в широком угловом диапазоне.

Цель статьи – продемонстрировать возможности измерения параметров углового движения сканирующего зеркала динамическим гониометром, который в режиме измерения внешнего угла выполняет функции автоколлиматора с диапазоном измерения 20° и погрешностью измерения на уровне десятой угловой секунды, а также проанализировать полученные данные.

Принцип работы динамического гониометра-автоколлиматора. Динамический гониометр-автоколлиматор (ДГА) состоит из оптико-механического блока, блока электроники и компьютера. Схема оптико-механического блока, содержащего корпус, сканирующую восьмигранную оптическую призму, опорное зеркало и оптический нуль-индикатор, приведена на рис. 1 [2].

Основное отличие принципа работы ДГА от динамического гониометра [3] для калибровки оптических призм заключается в том, что луч нуль-индикатора 4 не проходит через центр вращения оптической призмы 2. Вращающаяся оптическая призма в этом случае используется для пространственного сканирования светового луча нуль-индикатора. Также в состав ДГА вводится дополнительное опорное зеркало 5. Световой луч нуль-индикатора отражается от вращающейся

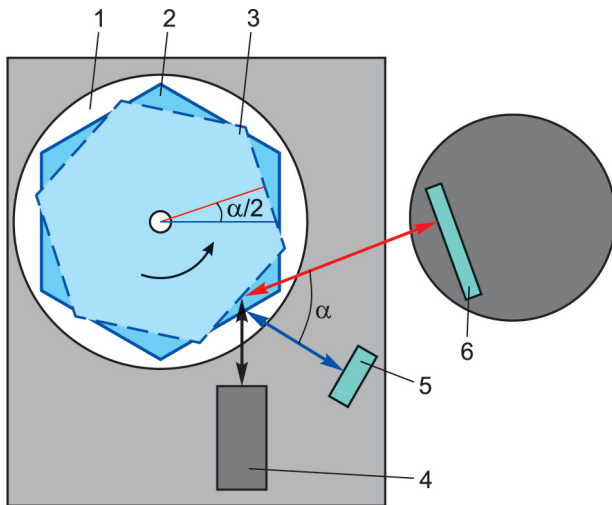


Рис. 1. Схема динамического гониометра-автоколлиматора с внешним зеркалом:

1 – оптический датчик угла; 2, 3 – положения многогранной призмы исходное и в момент измерения соответственно; 4 – нуль-индикатор; 5, 6 – опорное и внешнее контролируемое зеркала соответственно; α – измеряемый угол

Fig.1. Diagram of a dynamic goniometer-autocollimator with an external mirror:

1 – optical angle encoder; 2, 3 – the positions of the optical polygon at the beginning of the measurement range and at the time of measurement, respectively; 4 – null indicator; 5 – reference mirror; 6 – external controlled mirror; α – measured angle

призмы и сканирует в плоскости, ортогональной оси вращения. Когда сканирующий луч падает нормально на опорное 5 или контролируемое 6 зеркала, нуль-индикатор вырабатывает импульсы считывания углового положения датчика угла 1, который вращается вместе с оптической призмой.

Процесс измерения угла носит дискретный характер. Частота обновления информации F определяется частотой вращения ν оптической призмы и числом её граней n : $F = n\nu$.

Диапазон сканирования луча нуль-индикатора зависит от величины центрального угла оптической призмы [4]. При его увеличении, как правило, уменьшается количество граней оптической призмы, увеличивается диапазон сканирования и уменьшается частота обновления информации об угловом положении контролируемого зеркала.

Максимальный диапазон сканирования при известных размерах сканирующей оптической призмы и начальном угле сканирования достигается, если расстояние от центра оптической призмы до центра светового луча нуль-индикатора (эксцентриситет e) удовлетворяет уравнению [4]:

$$e = 0,5[D \sin(\varphi_n + \gamma) - b],$$

где D – диаметр описанной вокруг оптической призмы окружности; φ_n – начальный угол сканирования, который определяется положением контрольного зеркала, установленного на основании лазерного динамического гониометра-автоколлиматора; γ – межгранный угол оптической призмы; b – ширина светового луча нуль-индикатора.

При построении ДГА число граней оптической призмы и её размеры подбираются исходя из решаемой задачи.

Основной погрешностью ДГА является систематическая погрешность, которая возникает из-за фазовых искажений волновых фронтов луча нуль-индикатора при его отражении от граней вращающейся оптической призмы [5]. Источник таких искажений – неплоскостность граней оптической призмы.

Систематическая погрешность ДГА определяется экспериментально при измерении постоянного внешнего угла. При повороте оптической призмы на угол 360° получают значения измеряемого угла, отличающиеся от действительного угла на систематическую погрешность $\Delta\alpha_k$:

$$\Delta\alpha_k = \alpha_k - \bar{\alpha},$$

где $k = 1..N$, N – количество граней оптической призмы ДГА (в используемом ДГА $N = 8$); α_k – внешний угол, измеренный при отражении от k -й грани оптической призмы; $\bar{\alpha}$ – усреднённое по всем граням оптической призмы действительное значение угла.

Сумма систематических погрешностей при повороте оптической призмы на угол 360° равна нулю:

$$\frac{1}{N} \sum_k \Delta\alpha_k = 0.$$

При изменении углового положения контролируемого зеркала 6 происходит смещение светового луча нуль-индикатора

по грани оптической призмы, что приводит к тому, что рассматриваемая систематическая погрешность может зависеть от измеряемого угла. Поэтому вводимые поправки $\Delta\alpha_k(\alpha)$ зависят от номера грани k оптической призмы и измеряемого угла α . Введение поправок $\Delta\alpha_k(\alpha)$ в измеренную систематическую погрешность ДГА позволило значительно уменьшить её значение.

Измерение параметров вращения сканирующего зеркала оптико-механического устройства. Конструктивно оптико-механическое сканирующее устройство состоит из оптико-механического блока и блока электроники [1]. В состав оптико-механического блока входит корпус, сканирующее зеркало, двигатель, датчик углового положения и узел вращения. Корпус оптико-механического блока выполнен в форме цилиндра. Сканирующее зеркало помещено в корпус в виде полого цилиндра и зафиксировано в нём на трёх сферах. Узел вращения спроектирован на дуплексных подшипниках качения с предварительным натяжением.

Движение узла сканирующего зеркала обеспечивается моментным двигателем, входящим в систему управления, в составе которой имеются датчик углового положения индукционного типа [6]. В исходном состоянии зеркало неподвижно, угловое движение зеркало начинает по синхрои импульсу «Скан», вырабатываемому сканирующим устройством, и продолжает в течение примерно трёх минут с последующим возвращением в исходное положение.

Схема измерения параметров углового движения сканирующего зеркала с применением ДГА соответствует схеме, приведённой на рис. 1. Оптико-механический блок ДГА устанавливали таким образом, чтобы оси вращения оптической призмы и сканирующего зеркала были параллельны, а диапазон сканирования зеркала находился в диапазоне измерения ДГА.

ДГА прокалиброван на Государственном первичном эталоне единицы плоского угла ГЭТ 22-2014 методом прямых измерений (СК 02-31-09 «Калибровка средств измерений. Алгоритмы обработки результатов измерений и оценивания неопределённости». Нормативный документ системы менеджмента качества ФГУП «ВНИИМ им. Д. И. Менделеева»). Расширенная неопределённость измерений составила 0,1". Результаты калибровки приведены в табл. 1, где А – калибруемая точка диапазона измерений; Б – отклонение показаний ДГА от действительных значений угла.

Как следует из табл. 1, систематическая составляющая погрешности не превышает 0,2". Случайная составляющая результата измерения ДГА составляет сотые доли угловой секунды.

Результаты измерений параметров движения сканирующего зеркала. Важными характеристиками оптико-механического сканирующего устройства являются повторяемость начального положения сканирующего зеркала и нелинейность закона сканирования.

Исследование повторяемости. Как отмечалось выше, процесс измерения параметров движения сканирующего зеркала носит дискретный характер, моменты времени измерения углового положения в процессе сканирования

Таблица 1

Результаты калибровки ДГА

А, °	Б, "	А, °	Б, "
1	0,07	11	0,11
2	0,02	12	0,05
3	0,11	13	0,15
4	0,03	14	0,17
5	0,05	15	0,03
6	–0,07	16	–0,02
7	–0,14	17	–0,20
8	–0,15	18	–0,19
9	–0,15	19	0,04
10	0,00	20	0,09

Таблица 2

Линейная аппроксимация результатов измерения углового положения сканирующего зеркала

N	Ω , мкрад/с	α_0 , "
1	-1333,328	116963,99
2	-1333,327	116964,10
3	-1333,331	116964,27
4	-1333,328	116964,20
5	-1333,329	116964,18
6	-1333,326	116964,15
7	-1333,328	116964,47
8	-1333,327	116964,59
9	-1333,325	116964,67
Среднее	-1333,328±0,002	116964,29±0,08

определяются скоростью вращения оптической призмы и числом её граней. Момент прихода импульса «Скан» не синхронизирован с моментом измерения. Поэтому начальное положение сканирующего зеркала α_0 , т. е. его угловое положение в момент прихода импульса «Скан» и угловую скорость Ω , находили из измеренных угловых положений сканирующего зеркала α_k и времени их измерения t_k аппроксимацией данных линейной функцией $\alpha_k = \Omega t_k + \alpha_0$. Аппроксимацию проводили методом наименьших квадратов.

Вычисленные значения угловой скорости Ω и начального углового положения α_0 сканирующего зеркала представлены в табл. 2 для серии из девяти последовательных сканирований (где N – номер скана).

Как следует из табл. 2, повторяемости начального углового положения и угловой скорости составляют соответственно 0,24" и 0,002 мкрад/с. Угловые отклонения зеркала при линейном законе сканирования $\delta_k(t_k) = \alpha_k - (\Omega t_k + \alpha_0)$ показаны на рис. 2, а.

Исследование закона сканирования. Полученная последовательность угловых отклонений зеркала при линейном законе сканирования, представленная на рис. 2, а, исследована на стационарность методами, описанными в [7]. Установлено, что последовательность представляет собой

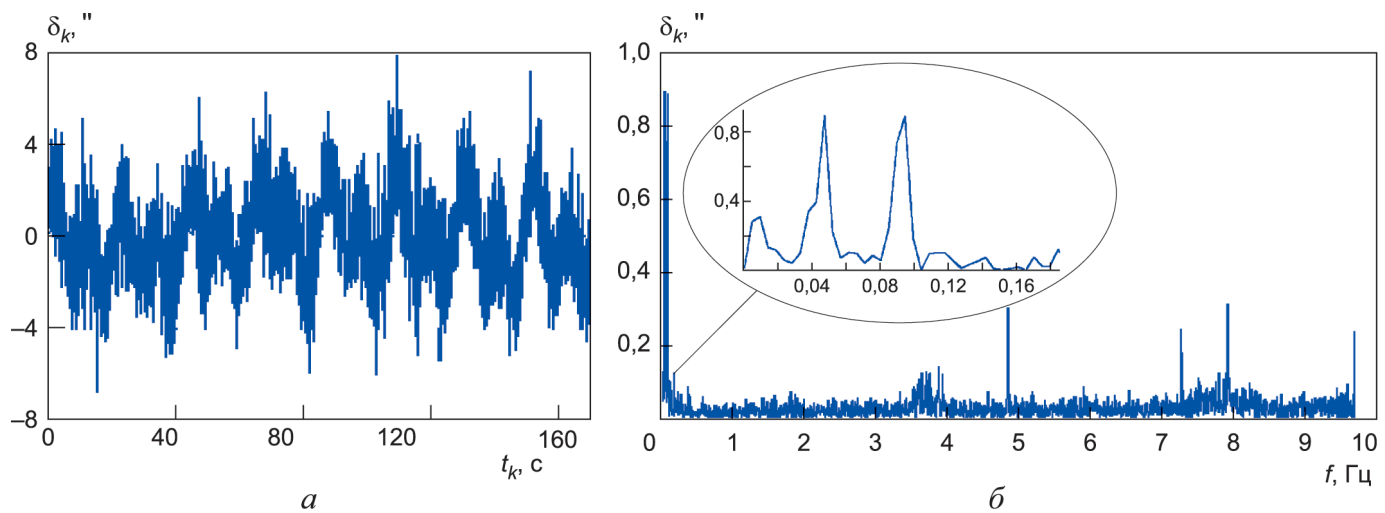


Рис. 2. Угловые отклонения $\delta_k(t_k)$ (а) и Фурье-спектр угловых отклонений (б) сканирующего зеркала при линейном законе сканирования

Fig. 2. Angular deviations $\delta_k(t_k)$ (a) and Fourier spectrum of angular deviations (b) of the scanning mirror with a linear law of scanning

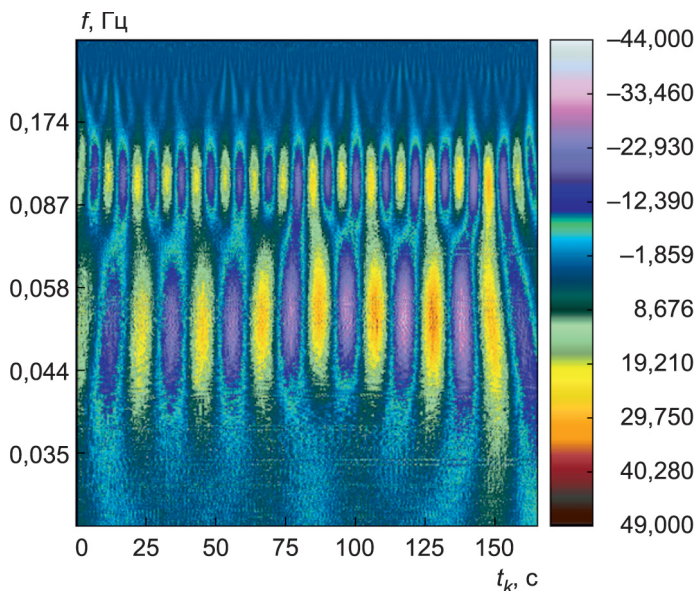


Рис. 3. Вейвлет-спектр угловых отклонений сканирующего зеркала при линейном законе сканирования

Fig. 3. Wavelet spectrum of angular deviations of the scanning mirror with its linear law of scanning

нестационарный по математическому ожиданию и дисперсии случайный процесс.

На рис. 2, б приведён Фурье-спектр угловых отклонений $\delta_k(t_k)$ зеркала при линейном законе сканирования. Частота измерения углового положения сканирующего зеркала с помощью ДГА составила приблизительно 19 Гц, что обеспечено восьмигранной оптической призмой, вращавшейся со скоростью около 3 с^{-1} . Из рис. 2 следует, что гармоники, определившие характер угловых отклонений $\delta_k(t_k)$ зеркала при линейном законе сканирования, располагаются в низкочастотной области спектра. Однако в силу нестационарности случайного процесса они не отражают в полной мере происходившие процессы.

Для дальнейшего анализа и выявления характера изменения гармоник нестационарного процесса во времени применён вейвлет-анализ [8–10]. Вейвлет-анализ отличается от анализа Фурье, прежде всего, базисными функциями. Базисными функциями вейвлет-преобразования являются вейвлеты – волновые функции заданной частоты, локализованные во времени и имеющие нулевое среднее значение. Вейвлет-спектр описывает энергию сигнала на определённой частоте f в конкретный момент времени. Тип базисной вейвлет-функции выбирается соответственно характеристикам анализируемого сигнала. При анализе гармоник нестационарного процесса в диапазоне 0,04–0,1 Гц в качестве базисной функции преобразования выбран вейвлет Морле, который локализован во временной и в частотной областях [11].

На рис. 3 приведён вейвлет-спектр области Фурье-спектра, выделенной на рис. 2, б: частоты в диапазоне 0,04–0,1 Гц периодически появляются и исчезают, а жёлтые и красные области соответствуют временам, когда эти частоты присутствуют в спектре сигнала. Проведённый вейвлет-анализ показал, что сигналы длительностью 6 с, возбуждаемые на частотах 0,04–0,06 Гц, проявляются через каждые 22 с, а сигналы длительностью 2 с на частотах 0,09–0,17 Гц – через каждые 11 с.

Представленные результаты вейвлет-анализа свидетельствуют, что существует периодически повторяющееся импульсное воздействие типа «удар». Красные области вейвлет-спектра показывают, что наибольшая интенсивность этого воздействия наблюдается через 105 и 125 с после начала сканирования. Опираясь на результаты исследований [12, 13], можно предположить, что периодическое возбуждение рассматриваемых частот вызвано характером движения шариков в дуплексных подшипниках качения узла вращения сканирующего зеркала.

Выводы. Проведённые исследования показали, что для измерения параметров вращения зеркала оптико-механического сканирующего устройства бесконтактным способом

с высокой точностью и в широком угловом диапазоне можно использовать динамический гониометр, выполняющий функцию автоколлиматора. Проанализировав полученные результаты измерения, установили, что повторяемости угловой скорости сканирующего зеркала и начального угла сканирования составили 0,002 мкрад/с и 0,24" соответственно. Вейвлет-анализ случайных отклонений от линейного закона сканирования выявил периодичность возбуждения колебаний в низкочастотной области спектра, причиной которых, с высокой степенью вероятности, является движение шариков в подшипниках качения узла вращения сканирующего зеркала.

С помощью ДГА измеряли не только угловое положение сканирующего зеркала, но и время этого измерения, что позволило вычислить угловую скорость сканирующего зеркала и частоты его колебаний. Дальнейшие исследования ДГА авторы настоящей статьи видят в направлении введения ДГА в ранг средства измерений угла и угловой скорости.

Финансирование. Работа осуществлена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 20-19-00412).

Список литературы

1. Рожавский Э. И., Моисеев П. П. Прецизионные оптико-механические сканирующие устройства системы дистанционного зондирования МСУ-ГС // *Механика, управление и информатика*. 2009. № 1. С. 503–509.
2. Павлов П. А. Разработка и исследование высокоточных лазерных гониометрических систем: автореф. дис. докт. техн. наук (СПбГЭТУ «ЛЭТИ», СПб., 2008).
3. Филатов Ю. В. Методы и средства лазерной гониометрии: автореф. дис. докт. техн. наук (ЛИТМО, СПб., 1992).
4. Павлов П. А., Филатов Ю. В., Юдин А. М. Лазерное угломерное устройство с расширенным диапазоном измерения // *Изв. Ленингр. электротехн. ин-та*. 1990. № 427. С. 63.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. Москва: Наука, 1970. 720 с.
6. Глаголев И. П., Дорохин Ю. П., Мамич В. Ф., Смирнов В. А., Фатеев В. Д. Двухканальный прецизионный преобразователь угла // *Измерительная техника*. 1991. № 4. С. 8–11.
7. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных: Пер. с англ. Москва: Мир, 1989. 540 с.
8. Mallat S. G., *A Wavelet Tour of Signal Processing*, 3rd ed., Academic Press, 2008, 832 p.
9. Pukhova V. M., Kustov T. V., Ferrini G., *2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus)*, January 29 – February 1, 2018, Moscow – St. Petersburg, Russia, IEEE Publ., 2018, pp. 1141–1145. <https://doi.org/10.1109/EIConRus.2018.8317292>
10. Pukhova V., Ferrini G., *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, Scanning Probe Microscopy 2017 (SPM-2017)*, August 27–30 2017, Ekaterinburg, Russia, 2017, vol. 256, 012004. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/256/1/012004>

(SPM-2017), August 27–30 2017, Ekaterinburg, Russia, 2017, vol. 256, 012004. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/256/1/012004>

11. Ashmead J., *Quanta*, 2012, vol. 1, no. 1, pp. 58–70. <https://doi.org/10.12743/quanta.v1i1.5>
12. Wang Liqin, Cui Li, Zheng Dezhi, Gu Le, *Chinese Journal of Aeronautics*, 2008, vol. 21, no. 1, pp. 86–96. [https://doi.org/10.1016/S1000-9361\(08\)60012-6](https://doi.org/10.1016/S1000-9361(08)60012-6)
13. Анурьев В. И. Справочник конструктора-машиностроителя. Том 2. Москва: Машиностроение, 2001. 912 с.

References

1. Rozhavskii E. I., Moiseev P. P., *Precizionnye optiko-mekhanicheskie skanirujushhie ustrojstva sistemy distancionnogo zondirovaniya MSU-GS [Precision optical-mechanical scanning devices of the MSU-GS remote sensing system]*, *Mechanics, control and informatics*, 2009, no. 1, pp. 503–509. (In Russ.)
2. Pavlov P. A., *Extended abstract of doctoral dissertation in Technical Sciences (Electrotechnical University "LETI", St. Petersburg, 2008)*. (In Russ.)
3. Yu. V. Filatov, *Extended abstract of doctoral dissertation in Technical Sciences (LITMO, Leningrad, 1991)*. (In Russ.)
4. Pavlov P. A., Filatov Yu. V., Yudin A. M., Lazernoe uglomernoe ustrojstvo s rasshirenym diapazonom izmerenija [Extended range laser goniometer], *Izvestija LETI [Bulletin of the Leningrad Electrotechnical Institute]*. 1990, no. 427, p. 63. (In Russ.)
5. Max Born, Emil Volf, *Principles of Optics*, Oxford, Pergamon Press, 1959.
6. Glagolev I. P., Dorokhin Yu. P., Mamich V. F., Smirnov V. A., Fateev V. D., *Measurement Techniques*, 1991, vol. 34, pp. 325–329. <https://doi.org/10.1007/BF00979302>
7. Julius S. Bendat, Allan G. Piersol, *Random Data Analysis and Measurement Procedures*, New York, Wiley, 1971, 407 p.
8. Mallat S. G., *A Wavelet Tour of Signal Processing*, 3rd ed., Academic Press, 2008, 832 p.
9. Pukhova V. M., Kustov T. V., Ferrini G., *2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus)*, January 29 – February 1, 2018, Moscow – St. Petersburg, Russia, IEEE Publ., 2018, pp. 1141–1145. <https://doi.org/10.1109/EIConRus.2018.8317292>
10. Pukhova V., Ferrini G., *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, Scanning Probe Microscopy 2017 (SPM-2017)*, August 27–30 2017, Ekaterinburg, Russia, 2017, vol. 256, 012004. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/256/1/012004>
11. Ashmead J., *Quanta*, 2012, vol. 1, no. 1, pp. 58–70. <https://doi.org/10.12743/quanta.v1i1.5>
12. Wang Liqin, Cui Li, Zheng Dezhi, Gu Le, *Chinese Journal of Aeronautics*, 2008, vol. 21, no. 1, pp. 86–96. [https://doi.org/10.1016/S1000-9361\(08\)60012-6](https://doi.org/10.1016/S1000-9361(08)60012-6)
13. Anuryev V. I., *Spravochnik konstruktora-mashinostroitelja [Handbook of the constructor-machine builder]*, vol. 2, Moscow, Mechanical Engineering Publ., 2001, 912 p. (In Russ.)

Статья поступила в редакцию 06.04.2021; принята к публикации 08.04.2021.

Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей

Данил Александрович Парёхин

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, г. п. Менделеево, Московская обл., Россия, paryohin@vniiftri.ru

Аннотация. Рассмотрена задача разработки системы термокомпенсации в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей. Разработка такой системы существенно снижает температурный коэффициент частоты, значение которого на порядок больше, чем в рубидиевых стандартах частоты. Одним из способов уменьшения температурного коэффициента частоты является термокомпенсация. Предложен метод термокомпенсации на основе эффекта Зеемана для сдвига действительного значения частоты. Рассмотрен способ определения минимального значения магнитного поля, при котором отсутствует влияние магниточувствительных резонансов на эталонный резонанс. Представлены результаты работы квантового стандарта частоты до включения системы термокомпенсации и после.

Ключевые слова: стандарт частоты, когерентное пленение населённостей, эффект Зеемана, температурный коэффициент частоты

Для цитирования: Парёхин Д. А. Термокомпенсация в квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 8–12. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-8-12>

Thermal compensation in quantum frequency standards based on the effect of coherent population trapping

Danil A. Paryohin

Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radio Engineering (VNIIFTRI), Mendeleevo, Moscow region, Russia, paryohin@vniiftri.ru

Abstract. The problem of developing a thermal compensation system in quantum frequency standards based on the effect of coherent population trapping is considered. The development of such a system significantly reduces the temperature coefficient of frequency, the value of which is an order of magnitude higher than in rubidium frequency standards. One of the ways to reduce the temperature coefficient of frequency is temperature compensation. A method of thermal compensation based on the Zeeman effect for the shift of the actual frequency is proposed. A method for determining the minimum value of the magnetic field at which there is no influence of magnetosensitive resonances on the reference resonance is considered. The results of the operation of the quantum frequency standard before and after switching on the thermal compensation system are presented.

Keywords: frequency standard, coherent population trapping, Zeeman effect, temperature coefficient of frequency

Введение. Исследования резонансов когерентного пленения населённостей показали преимущества квантовых стандартов частоты, основанных на эффекте когерентного пленения населённостей, по сравнению с малогабаритными рубидиевыми стандартами частоты [1–3]. Основные преимущества квантовых стандартов частоты на основе эффекта когерентного пленения населённостей (КСЧ КПН) – отсутствие необходимости использования сверхвысокочастотного резонатора [4] и спектральной лампы, заполненной парами щелочного металла (цезия, рубидия) и имеющей высокое энергопотребление (порядка 0,5 Вт). Данные преимущества позволяют при сохранении высоких метрологических характеристик КСЧ КПН

существенно уменьшить габаритные размеры устройства и энергопотребление.

Принцип работы КСЧ КПН заключается в измерении частотной расстройке двух световых волн, при которых атом переходит в суперпозиционное состояние, не взаимодействующее с данными оптическими полями. Для наблюдения эффекта КПН ток инжекции поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором модулируется с частотой, равной половине сверхтонкого расщепления атомов в основном состоянии. Такая модуляция создаёт боковые полосы на оптической несущей частоте, отстроенные от несущей частоты на частоту модуляции. Эти две боковые полосы первого порядка образуют оптическую лямбду,

необходимую для возбуждения КПН-резонанса. Модулированный свет проходит через пары щелочного металла, мощность прошедшего света детектируется с помощью фотодиода. При разнице расстроек боковых полос, равной частоте сверхтонкого перехода, происходит просветление среды, что приводит к увеличению сигнала на фотодиоде. В отсутствие магнитного поля система находится в вырожденном состоянии. Для снятия вырождения в КСЧ КПН применяются катушки Гельмгольца, установленные внутри физического блока дискриминатора частоты. Магнитное поле регулируется с помощью изменения тока, подаваемого на катушки Гельмгольца. Рабочее значение магнитного поля следует выбирать из диапазона, при котором магнитное поле было бы достаточно большим, чтобы снять вырожденное состояние, и достаточно малым, чтобы связанный с квадратичным эффектом Зеемана сдвиг частоты не преобладал над другими источниками сдвига частоты эталонного КПН-резонанса под воздействием флуктуации тока катушек подмагничивания.

Метрологические характеристики (нестабильность частоты и отклонение действительного значения частоты) КСЧ КПН сопоставимы с характеристиками малогабаритных рубидиевых стандартов частоты, но при этом КСЧ КПН имеют меньшие габаритные размеры и на порядок меньше потребляют энергии [5]. Однако большой вклад в нестабильность частоты на суточном интервале усреднений в КСЧ КПН вносит высокий температурный коэффициент частоты (ТКЧ). Основным способом снижения ТКЧ является термостабилизация стандарта частоты, что неминуемо ведёт к повышению энергопотребления. Альтернативой термостабилизации служит добавление в КСЧ КПН системы термокомпенсирующего воздействия, рассчитанного по показаниям датчика температуры, расположенного внутри корпуса КСЧ. Для разработки такой системы требуется выбрать не только источник данных для управляющего воздействия (местоположение датчика температуры), но и элемент управления. Элементом управляющего воздействия для компенсации погрешности, связанной с изменением температуры окружающей среды, может быть магнитное поле, создаваемое катушками подмагничивания, которые расположены внутри физического блока дискриминатора частоты.

Цель работы – показать применимость эффекта Зеемана для термокомпенсации в КСЧ КПН.

Методы. Как показано в работах [6, 7] зависимость смещения частоты КПН-резонансов в слабом внешнем магнитном поле определяется линейным и квадратичным эффектом Зеемана. При включении магнитного поля КПН-резонанс расщепляется на три резонанса: магнитонезависимый центральный резонанс с частотой ω_{hfs} и два магнитозависимых резонанса, подверженных линейному эффекту Зеемана с различным знаком.

Запишем функции сдвига частоты для «правого» (положительный сдвиг частоты), эталонного и «левого» (отрицательный сдвиг частоты) резонансов соответственно:

$$\Delta f_r = \omega_{hfs} + \frac{2g_I\mu_N}{\hbar}H + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (1)$$

$$\Delta f_{cl} = \omega_{hfs} + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (2)$$

$$\Delta f_l = \omega_{hfs} - \frac{2g_I\mu_N}{\hbar}H + \frac{3g_J^2\mu_B^2}{8\omega_{hfs}\hbar^2}H^2, \quad (3)$$

где ω_{hfs} – частота сверхтонкого перехода ^{87}Rb ; μ_B – магнетон Бора; μ_N – ядерный магнетон; g_I – ядерный фактор Ланде; g_J – электронный фактор Ланде; $\hbar$ – постоянная Дирака; H – магнитное поле.

Из-за особенностей метода опроса КПН-резонанса, в котором частота модуляции и амплитуда частотой модуляции существенно больше ширины исследуемого резонанса, данный метод известен как метод Паунда-Древера-Холла [8]. В спектре сигнала ошибки появляются боковые полосы, отстроенные на частоту модуляции (рис. 1).

При слабых магнитных полях боковые полосы «правого» и «левого» КПН-резонансов влияют на эталонный резонанс, что приводит к сдвигу действительного значения частоты. Выбор слишком больших магнитных полей приводит к тому, что вклад в нестабильность частоты, связанный с шумами источника тока катушек Гельмгольца, становится преобладающим над остальными источниками шумов при определении нестабильности частоты КСЧ КПН. Данный факт требует определения минимального магнитного поля, при котором «левый» и «правый» КПН-резонансы не оказывают влияния на сдвиг частоты эталонного КПН-резонанса. Для определения такого значения магнитного поля была собрана экспериментальная установка, в которой частота выходного сигнала КСЧ КПН 10 МГц сравнивается с опорной частотой водородного стандарта частоты Ч1-1006 с помощью компаратора Ч7-315. Данные с компаратора поступают на персональный компьютер и записываются в файл в соответствии с текущим значением тока в катушках Гельмгольца.

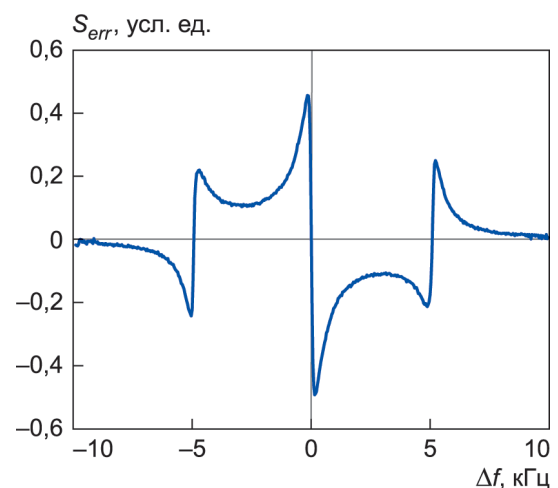


Рис. 1. Сигнал ошибки частоты S_{err} КСЧ КПН при использовании метода Паунда-Древера-Холла при отстройке генератора 3,417 ГГц

Fig. 1. Error signal of the frequency S_{err} QSC CPT when using the Pound-Drever-Hall method at 3.417 GHz oscillator detuning

Результаты. На экспериментальной установке исследована зависимость сдвига частоты КПН-резонансов от магнитного поля. По результатам исследований построены зависимости сдвига частоты КПН-резонансов от магнитного поля, создаваемого с помощью катушек Гельмгольца (рис. 2). На рис. 3 представлена зависимость эталонного КПН-резонанса от магнитного поля.

Для КПН-резонансов, имеющих сдвиг частоты, обоснованный линейным эффектом Зеемана, определена аналитическая зависимость сдвига среднего значения «правого» и «левого» резонансов от магнитного поля. Исходя из (1)–(3) запишем

$$(\Delta f_r + \Delta f_l)/2 = \Delta f_{cl},$$

т. е. полученная аналитическая зависимость должна в пределах погрешности повторять экспериментальную зависимость сдвига

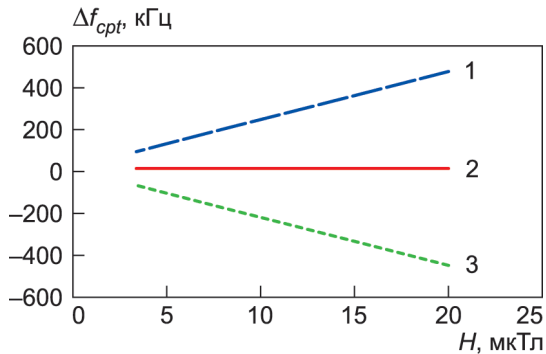


Рис. 2. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} КПН-резонанса от магнитного поля H для магнитозависимых резонансов («правого» 1 и «левого» 3) и эталонного (прямая 2) резонанса

Fig. 2. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the CPT resonance on the magnetic field H for magnetically dependent resonances ("right" 1 and "left" 3) and reference (straight line 2) resonances

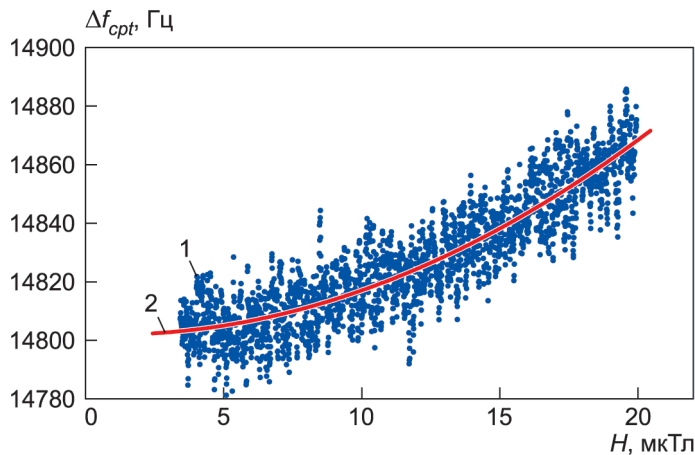


Рис. 3. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} эталонного (6,834 ГГц) КПН-резонанса от магнитного поля: 1 – эталонный резонанс; 2 – полиномиальная (эталонный резонанс)

Fig. 3. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the reference (6.834 GHz) CPT resonance on the magnetic field: 1 – reference resonance; 2 – polynomial (reference resonance)

частоты эталонного резонанса от магнитного поля (см. (2)). Полученные результаты представлены на рис. 4.

Анализ результатов. Анализ рис. 4 показывает, что экспериментальная зависимость сдвига частоты совпадает с аналитической зависимостью только для магнитных полей более 11 мкТл, а для магнитных полей меньше этого значения возникает несоответствие теоретическим формулам. Это несоответствие объясняется влиянием магниточувствительных КПН-резонансов (1), (3), а именно их боковых полос, взаимодействующих с эталонным резонансом. Данный факт ограничивает минимальное магнитное поле, для которого отсутствует влияние магниточувствительных резонансов. Максимальное поле определяется из требуемого диапазона перестройки, который, в свою очередь, определяется из собственного ТКЧ и рабочего температурного диапазона прибора.

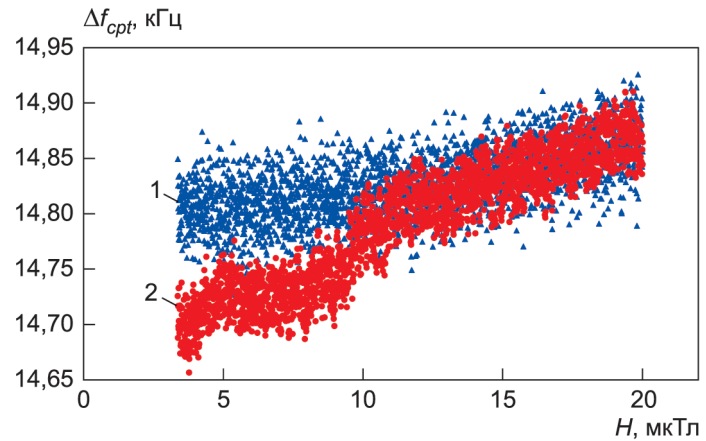


Рис. 4. Зависимость сдвига частоты Δf_{cpt} КПН-резонанса от магнитного поля: 1 – эталонный резонанс; 2 – аналитическая зависимость

Fig. 4. Dependence of the frequency shift Δf_{cpt} of the CPT resonance on the magnetic field: 1 – reference resonance; 2 – analytical dependence

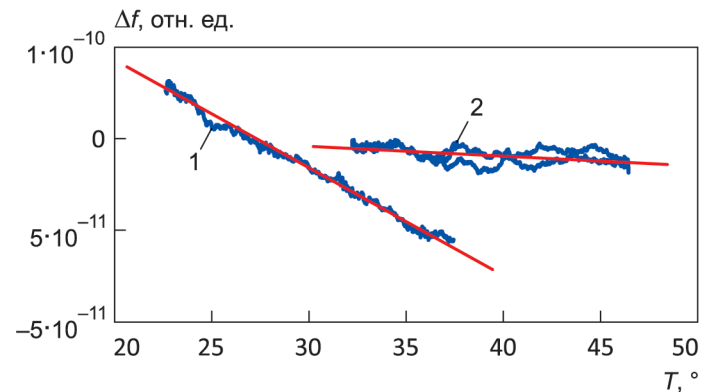


Рис. 5. Относительный сдвиг частоты Δf резонанса без термокомпенсации (1) и с термокомпенсацией магнитным полем (2)

Fig. 5. Relative frequency shift Δf of resonance without temperature compensation (1) and with temperature compensation by a magnetic field (2)

Для определения влияния температуры окружающей среды на выходную частоту КСЧ КПН разместили в климатической камере, которая позволяла изменять температуру внутри камеры заранее запрограммированным образом. Запись показаний датчика температуры, установленного внутри корпуса КСЧ КПН, а также запись данных текущего сдвига частоты, позволили построить зависимости сдвига частоты от температуры внутри корпуса. На рис. 5 (кривая 1) представлена зависимость сдвига частоты от температуры внутри корпуса.

Проанализируем зависимость сдвига частоты эталонного резонанса от магнитного поля и сдвига частоты от температуры и определим необходимое изменение магнитного поля для устранения влияния температуры на сдвиг частоты. Результаты повторного эксперимента, с использованием разработанной системы термокомпенсации представлены также на рис. 5 (кривые 2). Внедрение системы термокомпенсации, для которой зависимость действительного значения частоты от внешней температуры и магнитного поля рассмотрены в линейном приближении, позволяет уменьшить ТКЧ не менее чем в 10 раз. Экспериментально был обеспечен ТКЧ на уровне $5,4 \cdot 10^{-13}$.

Заключение. Выбор значения магнитного поля для снятия вырожденного состояния требует детальных исследований. Применение квадратичного эффекта Зеемана для компенсации сдвига частоты КСЧ КПН, связанного с изменением температуры окружающей среды, позволяет уменьшить ТКЧ не менее чем в 10 раз, что позволяет расширить диапазон рабочих температур и обеспечить метрологические характеристики КСЧ КПН, сопоставимые с результатами, полученными авторами [9–12]. Выбор рабочих значений магнитного поля для КСЧ КПН требует проведения дополнительных исследований влияния магнитных полей на сдвиг частоты эталонного КПН-резонанса с учётом метода его опроса.

Список литературы

1. Hayes R. E., Bennett T. J., Norton G. T., Zepler M. M., *Electronics Letters*, 1970, vol. 6, no. 23, pp. 734–735. <https://doi.org/10.1049/el:19700509>
2. Rochat P., Leuenberger B., Stehlin X., *Proceedings of the 2002 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition*, New Orleans, LA, USA, 2002, pp. 451–454. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2002.1075924>
3. Koyama Y., Matsuura H., Atsumi K., Nakamuta K., Sakai M., Maruyama I., *Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition*, Kansas City, MO, USA, 2000, pp. 694–699. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2000.887439>
4. Hu J. et al., *Proceedings of the 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, Geneva, 2007, pp. 599–601. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2007.4319142>
5. Kozlova O., Danet J., Guérandel S., E. de Clercq, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2014, vol. 63, no. 7, pp. 1863–1870. <https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2298672>

6. Зибров С. А., Величанский В. Л., Зибров А. С., Тайченачев А. В., Юдин В. И. Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D_1 линии ^{87}Rb при возбуждении линейно поляризованным полем // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 8. С. 534–538.

7. Казаков Г. А., Матисов Б. Г., Мазец И. Е., Рождественский Ю. В. Темные резонансы в атомарных парах ^{87}Rb при взаимодействии с полем сонаправленных линейно-поляризованных волн различных частот // Журнал технической физики. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 20–29.

8. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H., *Applied Physics B*, 1983, 31(2), 97–105. <https://doi.org/10.1007/BF00702605>

9. Krzewick W., Mitchell J., Bollettiero J., Cash P., Wellwood K., Kosvin I., Zanca L., *Proceedings of the 2020 International Technical Meeting of The Institute of Navigation*, San Diego, California, January 2020, pp. 1070–1083. <https://doi.org/10.33012/2020.17198>

10. Lutwak R., Vlitaz P., Varghese M., Mescher M., Serkland D. K., Peake G. M., *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, Vancouver, BC, 2005, p. 6. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2005.1574029>

11. Knappe S., Gerginov V., Schwindt P. D. D., Shah V., Robinson H. G., Hollberg L., and Kitching J., *Optics Letters*, 2005, vol. 30, no. 18, pp. 2351–2353. <https://doi.org/10.1364/OL.30.002351>

12. Zhao J., Liu R., Meng H., Hu E., He C., Wang Z., *Progress towards chip-scale atomic clock in Peking University, 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, Besancon, pp. 611–613. <https://doi.org/10.1109/FCS.2017.8088973>

References

1. Hayes R. E., Bennett T. J., Norton G. T., Zepler M. M., *Electronics Letters*, 1970, vol. 6, no. 23, pp. 734–735. <https://doi.org/10.1049/el:19700509>
2. Rochat P., Leuenberger B., Stehlin X., *Proceedings of the 2002 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition*, New Orleans, LA, USA, 2002, pp. 451–454. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2002.1075924>
3. Koyama Y., Matsuura H., Atsumi K., Nakamuta K., Sakai M., Maruyama I., *Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition*, Kansas City, MO, USA, 2000, pp. 694–699. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2000.887439>
4. Hu J. et al., *Proceedings of the 2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, Geneva, 2007, pp. 599–601. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2007.4319142>
5. Kozlova O., Danet J., Guérandel S., E. de Clercq, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2014, vol. 63, no. 7, pp. 1863–1870. <https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2298672>
6. Zibrov S. A., Velichanskiy V. L., Zibrov A. S., Taichenachev A. V., Yudin V. I., *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2005, vol. 82, Iss. 8, pp. 477–481. <https://doi.org/10.1134/1.2150865>

7. Kazakov G. A., Matisov B. G., Mazets I. E., Rozhdestvensky Yu. V., *Technical Physics*, 2006, 51, pp. 1414–1424.

<https://doi.org/10.1134/S1063784206110041>

8. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H., *Applied Physics B*, 1983, 31(2), 97–105.

<https://doi.org/10.1007/BF00702605>

9. Krzewick W., Mitchell J., Bollettiero J., Cash P., Wellwood K., Kosvin I., Zanca L., *Proceedings of the 2020 International Technical Meeting of The Institute of Navigation*, San Diego, California, January 2020, pp. 1070–1083. <https://doi.org/10.33012/2020.17198>

10. Lutwak R., Vlitaz P., Varghese M., Mescher M., Serkland D. K., Peake G. M., *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency*

Control Symposium and Exposition, Vancouver, BC, 2005, p. 6. <https://doi.org/10.1109/FREQ.2005.1574029>

11. Knappe S., Gerginov V., Schwindt P. D. D., Shah V., Robinson H. G., Hollberg L., and Kitching J., *Optics Letters*, 2005, vol. 30, no. 18, pp. 2351–2353.

<https://doi.org/10.1364/OL.30.002351>

12. Zhao J., Liu R., Meng H., Hu E., He C., Wang Z., *Progress towards chip-scale atomic clock in Peking University, 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, Besancon, pp. 611–613.

<https://doi.org/10.1109/FCS.2017.8088973>

Статья поступила в редакцию 01.12.2021; принята к публикации 13.04.2021.

Инвариантный метод измерения расхода влажного газа

Жанат Ариккулович Даев^{1✉}, Гульжан Ережеповна Шопанова², Бакытгуль Айтбаевна Токсанбаева³

^{1, 2, 3} Баишев Университет, г. Актобе, Республика Казахстан

¹zhand@yandex.ru ✉, <https://orcid.org/0000-0002-7685-2862>

²shopanova80@mail.ru

³bakit-toksan@mail.ru

Аннотация. Рассмотрена одна из задач современной расходомерии – измерение расхода и количества влажного газа. Эта задача особенно актуальна в условиях производства, когда требуется информация о количестве сухой части газа, содержащегося в виде смеси в потоке влажного газа. Представлен принцип работы и структура инвариантной системы измерения расхода влажного газа (за исключением газов с обильной капельной влажностью). Работа инвариантной системы измерения расхода влажного газа основана на комбинированном применении расходомеров переменного перепада давлений и кориолисовых расходомеров, а также на одновременном использовании принципа многоканальности и метода парциальной расходомерии. Приведены результаты испытания предложенной инвариантной системы и оценены её метрологические характеристики при измерении расхода влажного газа. Полученные результаты испытаний актуальны для объектов добычи, транспорта и хранения природного газа.

Ключевые слова: влажный газ, принцип многоканальности, парциальный расход, инвариантная система, расход газа, диафрагма, кориолисовый расходомер

Для цитирования: Даев Ж. А., Шопанова Г. Е., Токсанбаева Б. А. Инвариантный метод измерения расхода влажного газа // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 13–19. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-13-19>

Invariant method for measuring wet gas flow rate

Zhanat A. Dayev^{1✉}, Gulzhan E. Shopanova², Bakytgul A. Toksanbaeva³

^{1, 2, 3} Baishev University, Aktobe, Kazakhstan

¹zhand@yandex.ru ✉, <https://orcid.org/0000-0002-7685-2862>

²shopanova80@mail.ru

³bakit-toksan@mail.ru

Abstract. The article deals with one of the important tasks of modern flow measurement, which is related to the measurement of the flow rate and the amount of wet gas. This task becomes especially important when it becomes necessary to obtain information about the separate amount of the dry part of the gas that is contained in the form of a mixture in the wet gas stream. The paper presents the principle of operation and structure of the invariant system for measuring the flow rate of wet gas, which is based on the combined use of differential pressure flowmeters and Coriolis flowmeters. The operation of the invariant wet gas flow rate measurement system is based on the simultaneous application of the multichannel principle and the partial flow measurement method. Coriolis flowmeters and the differential pressure flowmeter are used as the main elements of the system. The proposed measurement system does not offer applications for gases with abundant drip humidity. The article provides information about the test results of the proposed invariant system. The estimation of the metrological characteristics of the invariant system when measuring the flow rate of wet gas is given. The obtained test results of the invariant wet gas flow rate measurement system are relevant for natural gas production, transportation, and storage facilities.

Keywords: wet gas, multichanneling principle, partial flow measurement, invariant system, gas flow rate, orifice plate, Coriolis flowmeter

Введение. Согласно исследованиям в области энергетики годовое потребление природного газа достигает 4000 млрд м³ [1, 2]. Природный газ является ценным и важным ископаемым источником энергии и обладает уникальными свойствами, которые позволяют относительно легко добывать, сжимать большие объёмы и транспортировать

его на дальние расстояния по магистральным трубопроводам. Однако процессы измерения расхода и количества потребления или транспортировки газа связаны с рядом проблем. Технологически сложно измерять расход влажного газа [3], а степень сложности зависит от содержания влаги в составе газа. Задача измерения расхода влажного газа

особенно актуальна в условиях месторождений, поскольку извлекаемый из недр либо из подземного хранилища газ содержит большое количество влаги.

Часть способов измерения расхода влажного газа основана на комбинировании нескольких методов. Например, часто встречается совместное применение преобразователей типа трубы Вентури с расходомерными преобразователями других видов: V-cone [4, 5], вихревыми расходомерами [6], вихревыми расходомерами с перфорированной диафрагмой [7]. Более подробно с подобными исследованиями можно ознакомиться в работах [8–12], где для измерения расхода влажного газа используется модификация первичных преобразователей расходомеров переменного перепада давлений. К другим решениям можно отнести вертикальную установку трубы Вентури [13, 14], а также применение для обработки результатов измерений методов искусственного интеллекта, например искусственных нейронных сетей [15].

В работе [16] представлен метод измерения расхода влажного газа и система измерений на основе совместного применения элементов теории парциальной расходомерии и принципа многоканальности [17–19]. Настоящая статья является продолжением исследований, начатых в [16], и представляет адаптацию метода измерения расхода влажного газа для расходомеров переменного перепада давлений. Метод переменного перепада давлений апробирован несколькими поколениями инженеров во многих странах мира. На сегодняшний день развитие этого метода продолжается в различных направлениях, например, в работе [20, 21] предложены методы развития поправочных коэффициентов модели для систем измерения.

Цель настоящей статьи – реализация метода измерений расхода влажного газа на базе инвариантной системы

измерения расхода влажного газа, которая содержит расходомеры переменного перепада давлений и кориолисовые расходомеры. При измерениях одновременно используются принцип многоканальности и метод парциальной расходомерии традиционных технологий, что позволяет получать достоверные результаты измерений.

Методы исследования. Основные идеи создания систем, абсолютно инвариантных относительно возмущающих воздействий, и систем с инвариантностью, а также условия их физической реализации сформулированы и применяются в теории автоматического управления. Актуальность применения методов теории инвариантности в различных отраслях, где требуется построение высокоточных и надёжных систем измерения, подтверждается большим количеством публикаций на эту тему. Построение инвариантных измерительных преобразователей и систем измерений базируется на принципе многоканальности, который был сформулирован академиком Б. Н. Петровым [17]. В [19] описано повышение точности измерения расхода газа путём сокращения влияющих факторов. Для предприятий газовой промышленности важно измерять расход влажного газа, а также знать расход и количество сухой части газа в общем потоке. В [16] сформулирован метод и показана возможность измерения расхода влажного газа в условиях месторождений с использованием кориолисовых расходомеров.

Инвариантная система измерения расхода влажного газа. Измерительная система основана на сочетании методов парциальной расходомерии и принципа многоканальности в измерительной технике. Система состоит из основного канала измерения расхода газа, который представляет собой измерительный трубопровод с измерительной диафрагмой, а также дополнительного канала, где выполняется разделение влажного и сухого газа (рис. 1). Основная идея заключается в том, что влага, содержащаяся в газовом потоке, является влияющим фактором, который необходимо максимально устранить в процессе измерений. Для этого использован принцип многоканальности системы. Применение дополнительного канала для измерений расходов влажной и сухой частей газа позволяет достичь инвариантности относительно расхода сухой части газа. Дополнительный канал инвариантной системы представляет собой парциальный обводной трубопровод малого диаметра, на котором установлены два кориолисовых расходомера $KP1$, $KP2$ и теплообменник $ТО$. В дополнительном канале системы первый кориолисовый расходомер $KP1$ измеряет расход влажного газа q_1 , затем газ поступает на вход теплообменника, где конденсируется влага, содержащаяся в газе. Таким образом, из теплообменника $ТО$ выходит поток сухого газа q_2 , который измеряется вторым кориолисовым расходомером $KP2$. Весь расход влажного газа $Q_1 - q_1$, где Q_1 – показания расходомера переменного перепада давлений (на рис. 1 не показан), выполняющего измерение расхода всего потока влажного газа в основном измерительном трубопроводе и реализуемого с помощью диафрагмы D в основном трубопроводе. Перепад давлений на диафрагме измеряет преобразователь перепада давлений $ППД$.

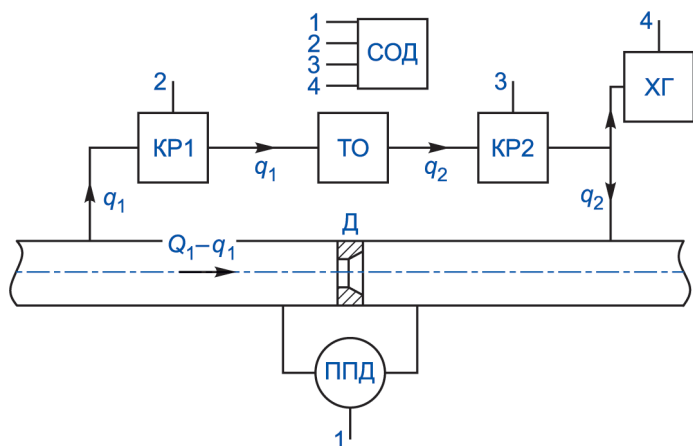


Рис. 1. Структурная схема инвариантной системы измерения расхода газа:

$KP1$, $KP2$ – кориолисовые расходомеры; $ТО$ – теплообменник; D – диафрагма; $ППД$ – преобразователь перепада давлений; $СОД$ – система обработки данных; $ХГ$ – хроматограф

Fig. 1. The structure of the invariant gas flow rate measurement system: $CF1$, $CF2$ – coriolis flowmeters; HE – heat exchanger; D – diaphragm; DPC – differential pressure converter; DPS – data processing system; Chr – chromatograph

Все сигналы на выходах кориолисовых расходомеров и преобразователя перепада давлений поступают в систему обработки данных СОД. В этой системе вычисляется коэффициент пропорциональности между потоками влажного и сухого газа в дополнительном обводном трубопроводе:

$$k = q_2/q_1. \quad (1)$$

После вычисления коэффициента пропорциональности между сухим и влажным потоками газа в инвариантной системе выполняется умножение основного расхода на этот коэффициент. Данная операция позволяет определить расход Q_2 сухой части газа, проходящего основной измерительный трубопровод. Полностью весь расход влажного газа измеряется расходомером переменного перепада давлений с диафрагмой. Расход сухой части газа определяется по формуле

$$Q_2 = kQ_1. \quad (2)$$

Предложенная инвариантная система измерения также позволяет выполнить косвенное измерение расхода и количества жидкой фазы, содержащейся в составе влажного потока газа:

$$\Delta Q = Q_1 - Q_2. \quad (3)$$

Результаты измерений массового и объёмного расходов газа выводятся на панель системы обработки данных в режиме реального времени.

За определённый промежуток времени в неизменном объёме изменяется масса измеряемого расхода газа, отсюда следует соотношение между плотностями сухой и влажной частей газа. Это соотношение можно определить и путём измерений плотности газа до и после прохождения теплообменника. Поэтому коэффициент пропорциональности можно вычислить аналогично формуле (1) по отношению плотностей сухого ρ_2 газа, который образуется на выходе теплообменника, и влажного ρ_1 газа в дополнительном трубопроводе:

$$k = \rho_2/\rho_1. \quad (4)$$

В [17] рекомендовано измерять плотность сухого газа на выходе теплообменника с помощью хроматографа. Авторы настоящей работы также учитывали эту рекомендацию, потому что влажный газ содержит большое количество избыточной влаги, тяжёлых жидких фракций, которые могут нарушить нормальную работу стандартного газового хроматографа. Плотность влажного газа можно найти из формулы (4). Для этих целей на выходе теплообменника отбирается проба сухого газа для измерения компонентного состава и плотности газа в хроматографе ХГ (см. рис. 1).

Влагу и тяжёлые жидкие углеводородные фракции в газе отделяют в теплообменнике, где создают определённую низкотемпературную среду. Другим способом удаления влаги и тяжёлых фракций является заполнение теплообменника адсорбционным веществом.

Авторы настоящей статьи для охлаждения газа внутри теплообменника применяли спиральную трубку, в которую поступал холодный воздух из вихревой трубы, как это было показано в [17]. Вихревая трубка служила источником холодного потока. Эффективность работы

теплообменника определяли с помощью гигрометра, который непрерывно контролирует влажность газа на входе и выходе теплообменника.

Массовый расход влажного газа на входе диафрагмы находят по зависимости

$$Q_1 - q_1 = \frac{\pi d^2}{4} C_d E \varepsilon \sqrt{2 \Delta p \rho_1}, \quad (5)$$

где d , C_d , E – соответственно диаметр отверстия диафрагмы и её коэффициенты истечения и скорости входа; ε – коэффициент расширения газа; Δp – перепад давления на диафрагме, который измеряется преобразователем перепада давления.

На основании соотношений (1)–(4) можно получить аналитические выражения – основу методики выполнения измерений расхода. Эти выражения также позволяют проанализировать неопределённость измерения расхода газа. Если в выражение (2) подставить уравнение (5) с учетом формулы (1), то можно получить выражение для полного расхода сухой части газа:

$$Q_2 - q_2 = \frac{\pi d^2}{4} C_d E \varepsilon \sqrt{2 \Delta p k \rho_2}. \quad (6)$$

В теории инвариантности [17–23] многие параметры, входящие в уравнения (5), (6), являются влияющими факторами. Поэтому для измерения расхода влажного газа можно использовать выражение

$$Q_2 - q_2 = k(Q_1 - q_1). \quad (7)$$

Выражение (7) легко реализуется в системе обработки данных. В работе [17] рекомендовано применять метод контроля метрологических характеристик инвариантной системы, который является косвенным показателем необходимости выполнения калибровки кориолисовых расходомеров.

Результаты и обсуждение. В условиях месторождения влажный газ после измерения расхода инвариантной системой поступает на подготовку и переработку.

На установке подготовки газа происходят осушка газа и частичное отделение тяжёлых углеводородных фракций. Расход газа, измеренный инвариантной системой, сравнили с расходом, полученным методом переменного перепада давления с помощью системы измерения сухого газа на выходе установки комплексной подготовки газа. Расходомеры переменного перепада давления содержат измерительные трубопроводы

Таблица 1
Условия эксплуатации системы

Параметр потока	X_1	X_2
С, мол. %		
сероводород	1,024	0,963
азот	1,314	1,302
углекислота	1,301	1,159
метан	57,592	74,147
этан	14,884	11,312
пропан	8,352	6,869
и-бутан	3,218	1,412
н-бутан	6,483	2,183
и-пентан	2,753	0,625
н-пентан	2,099	0,422
гексан	0,967	0,568
ρ , кг/м ³	1,229	0,941
T , °C	+17,5	–8,9
t , °C	+21,5	+3,2
p , МПа	0,81	
Q , кг/ч	183–1830	

диаметрами $D=149,5$ мм и диафрагмы с внутренними диаметрами $d=30,89$ мм.

Условия эксплуатации инвариантной системы представлены в табл. 1, где C – содержание компонентов газа; X_1, X_2 – значения параметров потока газа соответственно до и после теплообменника; ρ – плотность газа; T – температура точки росы газа по влаге; t – температура газа. Согласно анализу компонентного состава газа в теплообменнике происходит осушка газа и отделение тяжёлых фракций, за счёт чего достигается разница показаний кориолисовых расходомеров $KP1, KP2$ (см. рис. 1) и обеспечивается определение коэффициентов пропорциональности по формулам (1), (4).

В табл. 2 представлены приборы – элементы инвариантной системы измерения расхода влажного газа, использованные во время испытаний системы на месторождении, а также их метрологические характеристики. Приборы смонтированы на дополнительном обводном трубопроводе (диаметром 8 мм) инвариантной системы.

Капельная избыточная влага из газа удаляется с помощью ёмкости для сбора конденсата. Затем газ без избыточной капельной влаги поступает на вход инвариантной системы. Эффективность парциальной линии инвариантной системы оценена по измеренным гигрометром Dew Point Tester (Ametek Process Instruments, США) температурам точки росы газа до T_1 и после T_2 прохождения теплообменника (табл. 3). Также в табл. 3 указаны значения влажности газа φ_1, φ_2 соответственно до и после прохождения теплообменника для различных значений давления p газа. Согласно данным табл. 3 система эффективно осушивает газ.

Оценивание неопределённостей полученных результатов. Неопределённость результатов измерений расхода сухой части газа можно оценить по неопределённостям каналов измерений. В соответствии с рис. 1 в двух измерительных каналах установлены три расходомера – два кориолисовых и один расходомер переменного перепада давлений. Неопределённость измерения расхода сухого газа u_{Q_2} с учётом формул (1), (2) вычисляется как

$$u_{Q_2} = \sqrt{u_{Q_1}^2 + u_{q_1}^2 + u_{q_2}^2}, \quad (8)$$

где u_{Q_1} – относительная стандартная неопределённость результата измерений расхода влажного газа в основном

трубопроводе; u_{q_1}, u_{q_2} – относительные стандартные неопределённости результатов измерений соответственно влажного и сухого газа в дополнительном трубопроводе.

Неопределённость измерений полного расхода сухой части газа с учётом уравнения (6) определяется по формуле

$$u_{Q_2}^2 = \left(1 - \frac{q_1}{Q_1}\right)^2 \left[u_{\varepsilon}^2 + u_{C_d}^2 + \left(\frac{2\beta^4}{1-\beta^4}\right)^2 u_D^2 + \left(\frac{2}{1-\beta^4}\right)^2 u_d^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} (u_{\Delta p}^2 + u_{\rho_2}^2 + u_{q_1}^2) \right] + \frac{1}{4} \left(1 + \frac{q_1}{Q_1}\right)^2 u_{q_2}^2, \quad (9)$$

где u_{ε} – неопределённость определения коэффициента расширения газа; u_{C_d} – неопределённость определения коэффициента истечения; u_D, u_d – неопределённости измерения диаметров соответственно трубопровода и отверстия диафрагмы; $u_{\Delta p}$ – неопределённость измерения перепада давлений; u_{ρ_2} – неопределённость измерения плотности сухого газа; β – относительный диаметр диафрагмы.

Из формулы (9) следует, что неопределённость результата измерений расхода сухой части газа зависит от соотношения расходов в основном и дополнительном трубопроводах. Оценим неопределённость результата измерения расхода по формуле (9) при фиксированных значениях составляющих (рис. 2). С увеличением отношения расходов в основном и дополнительном трубопроводах системы неопределённость измерения расхода значительно уменьшается. Из рис. 2 следует, что относительный диаметр диафрагмы

Таблица 3

Эффективность теплообменника системы

p , МПа	T_1 , °C	T_2 , °C	φ_1 , г/м ³	φ_2 , г/м ³
0,81	+19,3	–8,1	2,01	0,305
0,82	+17,1	–8,8	1,74	0,289
0,81	+17,2	–8,5	1,76	0,296
0,81	+19,1	–8,2	1,98	0,303
0,82	+18,6	–8,9	1,90	0,287

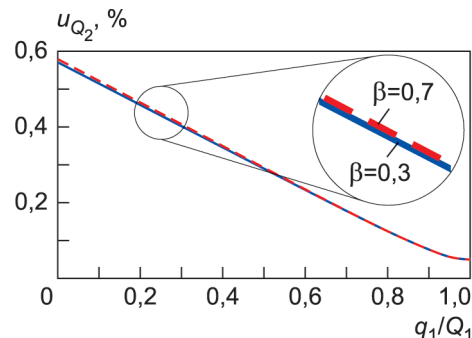


Рис. 2. Зависимость неопределённости измерения расхода сухого газа от отношения расходов в основном и дополнительном трубопроводах

Fig. 2. Dependence of the uncertainty of dry gas flow rate measurement on the ratio of flow rates in the main and additional pipelines

Таблица 2

Элементы системы во время испытаний

Элемент	Тип прибора, производитель	Диапазон измерений	Основная погрешность
Кориолисовый расходомер	Promass F100, Endress+Hauser	0–528 кг/ч	0,05 %
Хроматограф	HGC303, Azbil Corp.	0–100 мол. %	0,05 % CV
Датчик давления	MVS205, Emerson PM	0–10 ⁶ Па	0,075 %
Датчик перепада давления	MVS205, Emerson PM	0–62,2 кПа	0,075 %
Датчик температуры	Omnigrad S TMT142R, Endress+Hauser	0–100 °C PT100	0,3+0,005T °C (класс A)

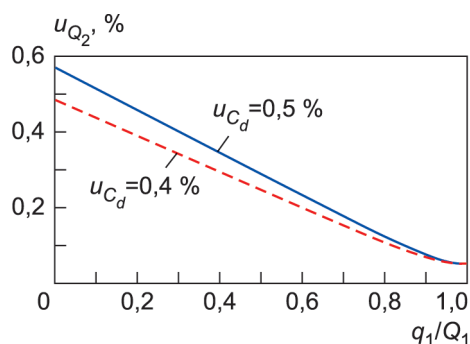


Рис. 3. Влияние неопределённости коэффициента истечения на неопределённость измерения расхода сухого газа

Fig. 3. Effect of the uncertainty of the discharge coefficient on the uncertainty of dry gas flow rate measurement

не оказывает значительного влияния на общую неопределённость измерения расхода сухого газа.

На рис. 3 приведена зависимость неопределённости измерения расхода сухого газа от неопределённости коэффициента истечения. Данная неопределённость вносит основной вклад в формирование общей неопределённости измерения расхода, потому что метод измерения реализуется с помощью расходомера переменного перепада давлений.

Остальные составляющие уравнения (9) оказывают небольшое влияние на общую неопределённость измерения расхода сухой части газа, потому что определяются с достаточно высокой точностью [16]. Уменьшение общей неопределённости измерений зависит от применяемых расходомеров в дополнительном обводном трубопроводе. Прямо пропорциональная зависимость погрешности расходомеров в обводном дополнительном трубопроводе от общей неопределённости измерения расхода сухого газа показана на рис. 4. Из рис. 4 также следует, что отношение между расходами в дополнительном и основном трубопроводах влияет на общую неопределённость измерения расхода.

Таким образом, для получения высокоточных результатов измерения расхода сухого газа необходимо применять расходомеры высокого класса точности в основной линии инвариантной системы. Главным достоинством предложенной инвариантной системы является то, что она позволяет по простым алгоритмам измерять сухую часть влажного газа в условиях месторождений. В отличие от системы, описанной в статье [16], предложенная система значительно дешевле и основана на распространённых технологиях, применяемых при измерении расхода газа.

В рамках исследования проведены сравнительные испытания инвариантной системы и системы измерения расхода, которая находится на выходе установки комплексной подготовки газа. В данном случае точность и эффективность инвариантной системы оценивали по относительной погрешности

$$\gamma_{Q_2} = (Q_2 - Q_k) / Q_k \cdot 100,$$

где Q_2 – объём сухого газа, который был измерен инвариантной системой; Q_k – контрольный объём сухого газа, измеренный системой на выходе установки комплексной подготовки газа.

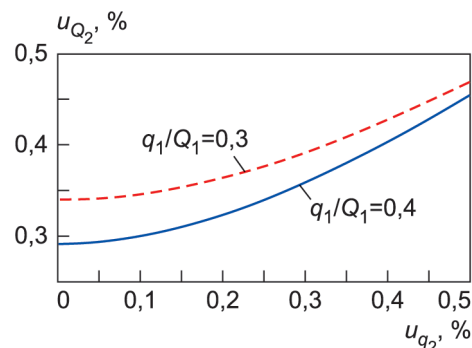


Рис. 4. Влияние неопределённости расходомеров в обводном трубопроводе на неопределённость измерения общего расхода сухого газа

Fig. 4. Influence of uncertainty of flow meters in the bypass pipeline on the uncertainty of measuring the total dry gas flow rate

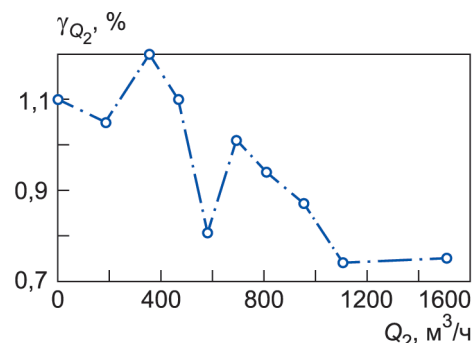


Рис. 5. Оценка инвариантной системы относительно системы измерения на выходе установки подготовки газа

Fig. 5. Evaluation of the invariant system relative to the measurement system at the outlet of the gas treatment plant

Результаты этой оценки при различных режимах работы установки представлены на рис. 5. Из рис. 5 следует, что погрешность системы линейно уменьшается с ростом расхода газа. Для более эффективной оценки точности системы рекомендуется выполнение процедуры измерения конденсата, который образуется в теплообменнике за определённый промежуток времени.

Закключение. Предложенный метод измерения расхода влажного газа доработан с учётом часто применяемых технологий измерения расхода и количества природного газа. Реализующая данный метод инвариантная система, предназначенная для измерения расхода влажного газа, содержит кориолисовые расходомеры и расходомеры переменного перепада давлений и является многоканальной. Принцип многоканальности позволяет не только измерять общее количество влажного газа, но и определять расход сухого газа, который содержится в общем измеряемом потоке влажного газа. Предложенная система также способна косвенно измерять содержание жидкой фазы в потоке газа. Результаты сравнительных испытаний инвариантной системы и традиционного расходомера переменного перепада

давления показывают достаточно высокую сходимость результатов измерений.

Список литературы

1. Economides M. J., Wood D. A., *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2009, vol. 1, pp. 1–13.
<https://doi.org/10.1016/j.jngse.2009.03.005>
2. Yorucu V., Bahramian P., *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2015, vol. 24, pp. 464–472.
<https://doi.org/10.1016/J.JNGSE.2015.04.006>
3. Reader-Harris M., *Orifice Plates and Venturi Tubes*, Springer International Publishing Switzerland, 2015. 393 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-16880-7>
4. Xu Y., Yuan C., Long Z., Zhang Q., Li Z., Zhang T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2013, vol. 34, pp. 68–75.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2013.07.014>
5. Xu L., Xu J., Dong F., Zhang T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2003, vol. 14, pp. 211–217.
[https://doi.org/10.1016/S0955-5986\(03\)00027-X](https://doi.org/10.1016/S0955-5986(03)00027-X)
6. Hua C., Geng Y., *Measurement*, 2012, vol. 45, pp. 763–768.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2011.12.013>
7. Li Y., Wang J., Geng Y., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2009, vol. 20, pp. 168–173.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2009.04.002>
8. Steven R., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2002, vol. 12, pp. 361–372.
[https://doi.org/10.1016/S0955-5986\(02\)00003-1](https://doi.org/10.1016/S0955-5986(02)00003-1)
9. Steven R., Hall A., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2009, vol. 20, pp. 141–151.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2009.07.001>
10. Lupeau A., Platet B., Gajan P., Strzelecki A., Escande J., Couput J. P., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2007, vol. 18, pp. 1–11. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2006.09.002>
11. He D., Bai B., *Measurement*, 2014, vol. 58, pp. 61–67.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2014.08.014>
12. He D., Bai B., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2016, vol. 28, pp. 1–6.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2012.07.008>
13. Graham E. M., Reader-Harris M., Chinello G., Harkins K., Bowman N., Wales L., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2020, vol. 74, p. 101757.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2020.101757>
14. Pan Y., Hong Y., Sun Q., Zheng Z., Wang D., Niu P., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2019, vol. 70, p. 101636.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101636>
15. Xu L., Zhou W., Li X., Tang S., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2011, vol. 60, pp. 947–956.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2010.2045934>
16. Dayev Zh. A., Yuluyev V. T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2019, vol. 70, p. 101653.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101653>
17. Петров Б. Н., Викторю В. А., Лункин Б. В. и др. Принцип инвариантности в измерительной технике. М.: Наука, 1976. 246 с.
18. Бромберг Э. М., Куликовский К. Л. Тестовые методы повышения точности измерений. М.: Энергия, 1978. 176 с.
19. Dayev Zh. A., Latyshev L. N., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2017, vol. 56, pp. 18–22.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2017.07.001>
20. Даев Ж. А., Кайракбаев А. К. Особенности измерений расхода жидкостей и газов расходомерами переменного перепада давления со струевыпрямителями // Измерительная техника. 2016. № 11. С. 26–29.
21. Dayev Zh. A., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2020, vol. 71, p. 101674. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101674>

References

1. Economides M. J., Wood D. A., *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2009, vol. 1, pp. 1–13.
<https://doi.org/10.1016/j.jngse.2009.03.005>
2. Yorucu V., Bahramian P., *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2015, vol. 24, pp. 464–472.
<https://doi.org/10.1016/J.JNGSE.2015.04.006>
3. Reader-Harris M., *Orifice Plates and Venturi Tubes*, Springer International Publishing Switzerland, 2015, 393 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-16880-7>
4. Xu Y., Yuan C., Long Z., Zhang Q., Li Z., Zhang T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2013, vol. 34, pp. 68–75.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2013.07.014>
5. Xu L., Xu J., Dong F., Zhang T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2003, vol. 14, pp. 211–217.
[https://doi.org/10.1016/S0955-5986\(03\)00027-X](https://doi.org/10.1016/S0955-5986(03)00027-X)
6. Hua C., Geng Y., *Measurement*, 2012, vol. 45, pp. 763–768.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2011.12.013>
7. Li Y., Wang J., Geng Y., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2009, vol. 20, pp. 168–173.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2009.04.002>
8. Steven R., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2002, vol. 12, pp. 361–372.
[https://doi.org/10.1016/S0955-5986\(02\)00003-1](https://doi.org/10.1016/S0955-5986(02)00003-1)
9. Steven R., Hall A., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2009, vol. 20, pp. 141–151.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2009.07.001>
10. Lupeau A., Platet B., Gajan P., Strzelecki A., Escande J., Couput J. P., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2007, vol. 18, pp. 1–11. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2006.09.002>
11. He D., Bai B., *Measurement*, 2014, vol. 58, pp. 61–67.
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2014.08.014>
12. He D., Bai B., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2016, vol. 28, pp. 1–6.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2012.07.008>
13. Graham E. M., Reader-Harris M., Chinello G., Harkins K., Bowman N., Wales L., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2020, vol. 74, p. 101757.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2020.101757>
14. Pan Y., Hong Y., Sun Q., Zheng Z., Wang D., Niu P., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2019, vol. 70, p. 101636.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101636>
15. Xu L., Zhou W., Li X., Tang S., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2011, vol. 60, pp. 947–956.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2010.2045934>

16. Dayev Zh. A., Yuluyev V. T., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2019, vol. 70, p. 101653.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101653>
17. Petrov B. N., Viktorov V. A., Lunkin B. V., et al., *Princip invariantnosti v izmeritel'noj tehnike*, Moscow, Nauka Publ., 1976. 246 p. (In Russ.)
18. Bromberg Je. M., Kulikovskij K. L., *Testovye metody povyshenija tochnosti izmerenij*, Moscow, Energija Publ., 1978. 176 p. (In Russ.)
19. Dayev Zh. A., Latyshev L. N., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2017, vol. 56, pp. 18–22.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2017.07.001>
20. Daev Zh. A., Kairakbaev A. K., *Measurement Techniques*, 2017, vol. 59, no. 11, pp. 1170–1174.
<https://doi.org/10.1007/s11018-017-1110-x>
21. Dayev Zh. A., *Flow Measurement and Instrumentation*, 2020, vol. 71, p. 101674. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2019.101674>

Статья поступила в редакцию 31.03.2021; принята к публикации 26.04.2021.

Методы измерения температуры в технологиях сверхвысокочастотного нагрева

Борис Алексеевич Лапшинов

Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, Москва, Россия, lbaniipmt@mail.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-8369-6837>

Аннотация. В промышленных технологических процессах, связанных с нагреванием обрабатываемого материала сверхвысокочастотным излучением, необходимо применение измерительной аппаратуры для контроля температуры объектов. Рассмотрены методы измерения температур в областях техники, использующих системы нагрева сверхвысокочастотным излучением. Определены основные возможности, недостатки и ограничения используемых контактных и бесконтактных (оптических) методов измерения. Перечислены требования, предъявляемые к системам измерения температур в условиях воздействия сильных электромагнитных полей. Особо отмечены возможности и преимущества метода спектральной пирометрии.

Ключевые слова: сверхвысокочастотный нагрев, температура, измерение, контактные методы, оптические методы

Для цитирования: Лапшинов Б. А. Методы измерения температуры в технологиях сверхвысокочастотного нагрева // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 20–28. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-20-28>

Methods of temperature measurement in microwave heating technologies

Boris A. Lapshinov

Research Institute of Advanced Materials and Technologies, Moscow, Russia, lbaniipmt@mail.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-8369-6837>

Abstract. In industrial technological processes associated with the heating of the processed material by microwave radiation, it is necessary to measure the temperatures of objects. Methods for measuring temperatures in the fields of technology using microwave heating systems are considered. The main possibilities, disadvantages and limitations of the used contact and non-contact (optical) measurement methods are determined. The requirements for temperature measurement systems under conditions of exposure to strong electromagnetic fields are listed. The possibilities of the spectral pyrometry method are especially noted.

Keywords: microwave heating, temperature, measurement, contact methods, optical methods

Введение. Многие промышленные технологические процессы связаны с нагреванием обрабатываемого материала. В обычном промышленном термическом оборудовании тепловая энергия генерируется электрическими токами или сжиганием топлива и передаётся нагретому материалу с помощью механизмов теплопроводности, конвекции, излучения или их сочетания. При этом вся необходимая тепловая энергия сначала поглощается поверхностью материала, а затем за счёт теплопроводности передаётся внутрь объекта. Скорость теплового потока внутри объекта полностью определяется физическими свойствами материала – теплопроводностью, удельной теплоёмкостью и массовой плотностью. При этом между поверхностью и внутренней областью объекта возникает градиент температуры. Кроме того, в процессе облучения объекта часть энергии теряется на нагрев промежуточной среды (например, горячего воздуха). Соответственно, время, требуемое для нагревания объекта, также увеличивается.

Вместо традиционного процесса нагрева во многих технологиях используется сверхвысокочастотный (СВЧ) нагрев. СВЧ-нагрев обеспечивает высокую эффективность преобразования электрической энергии в электромагнитную, что связано с высоким коэффициентом полезного действия современных магнетронов – 86 и 80 % на частотах соответственно 915 и 2450 МГц. В отличие от обычных методов нагрева, микроволновый нагрев – объёмный процесс, так как микроволновая энергия проникает внутрь объекта и равномерно нагревает его объём. Следовательно, поверхность и внутренняя область объекта нагреваются одновременно, что приводит к значительному сокращению энергопотребления и времени нагрева.

Преобразование электромагнитной энергии в тепловую энергию зависит от электромагнитных свойств материала – электрической проводимости, магнитной и абсолютной диэлектрической проницаемостей. С термодинамической точки зрения материал выступает в качестве источника теплоты.

СВЧ-излучение может взаимодействовать с веществами, находящимися в газообразном, жидком или твёрдом состояниях.

Однако микроволновый нагрев не всегда равномерен. В отличие от обычного нагрева, где распределение температуры достигает равновесия за определённое время, распределение температуры микроволнового нагрева изменяется в течение всего процесса нагрева из-за зависимости диэлектрических свойств нагреваемых материалов от температуры и неравномерности этих свойств в объёме материала. Существует ряд пространственно-распределённых горячих и холодных точек, их распределение обусловлено не только свойствами обрабатываемого материала, но и распределением электромагнитного поля внутри камеры печи.

Возможности СВЧ-нагрева ограничивает отсутствие перестройки в достаточно широком диапазоне частоты стандартных генераторов СВЧ-излучения – магнетронов. Частота генерации магнетронов строго определяется напряжённостью их магнитного поля и геометрическими размерами. Существует несколько стандартных промышленных частот, большинство исследователей используют серийные магнетроны с частотой 2,45 ГГц.

СВЧ-нагрев используется во многих отраслях науки и техники – в пищевой, химической (включая нефтепереработку) и деревообрабатывающей промышленности; в сельском хозяйстве; при спекании керамики и металлообработке и т. п. [1, 2]. Все технологические и исследовательские СВЧ-установки должны иметь дополнительную контрольно-измерительную аппаратуру, необходимую при управлении технологическими процессами.

Измерение температуры – одна из важнейших и неотъемлемых составляющих многих технологических процессов. Однако при воздействии на объект сильных электромагнитных полей измерение температуры затруднено и порой невозможно в связи с отсутствием нужных измерительных устройств. Традиционные температурные измерения, как правило, характеризуются известными объектами, процессами и отработанными методиками измерений для определённых условий выполнения измерений. Специальные температурные измерения затруднены многочисленными сочетаниями нестандартных объектов и условий исследования. Несмотря на разнообразие физических явлений, используемых в термометрии, существует разрыв между возможностями создания методов решения конкретных задач и реальным уровнем термометрии в исследованиях и технологическом контроле.

Согласно [3] идеальный метод термометрии, предназначенный для измерений в сложных экспериментальных условиях, должен обладать следующими свойствами:

отсутствие необходимости теплового равновесия чувствительного элемента (датчика) с объектом, т. е. при измерении не требуется тепловой контакт датчика с поверхностью;

отсутствие гальванической связи датчика с регистрирующим прибором, что устраняет электромагнитные помехи при измерениях;

результат измерения не зависит от наличия или отсутствия фонового излучения любой интенсивности в реакторе и от состояния оптических окон;

температурная чувствительность не ниже, чем у традиционных методов;

измеряемый сигнал достаточен для надёжной регистрации и существенно не изменяется в широком диапазоне температур;

высокое быстродействие, которое позволяет измерять нестационарные температуры поверхности в импульсных процессах;

возможны как локальные измерения, так и термография поверхностей;

возможна термометрия любых материалов (металлов, полупроводников, диэлектриков) независимо от состояния поверхности (шероховатость, тонкие плёнки и т. д.);

возможно применение метода как для единичных, так и для рутинных измерений;

возможно применение метода для термометрии как неподвижных, так и движущихся объектов.

Цель статьи – описать основные возможности, недостатки и ограничения существующих методов измерения температуры объектов в условиях СВЧ-нагрева.

Методы измерения температуры в СВЧ-технологиях.

Методы измерения температуры объектов под действием электромагнитных полей разделяются на контактные и бесконтактные.

Контактные методы. *Использование термопар.* Термопары часто используются для измерения температуры в СВЧ-процессах. В ходе экспериментов разных авторов [4, 5] установлено, что для корректного применения термопары необходимо ориентировать её проводники строго перпендикулярно вектору электрического поля СВЧ-волны и защищать термопару заземлённым экраном, чтобы избежать токов вдоль проводников и вызываемых СВЧ-полем разрядов. Это требование фактически ограничивает область применения термопар однофазными системами, в которых направление электрического поля известно заранее. Термопары, являясь проводниками, искажают распределение электрического поля. Кроме того, из-за высокой теплопроводности термопары могут эффективно выносить тепловую энергию из нагреваемого образца. По этой причине термопары пригодны для измерения температуры лишь крупных образцов. Причём для измерения температуры необходим тепловой контакт термопары с исследуемым веществом, что затруднительно при нагревании порошков, керамик и других материалов с низкой плотностью. Перечисленные факторы часто вносят погрешности в результаты измерений и приводят к противоречиям в интерпретации этих результатов. Методом термопар можно измерять температуры до 2000 °С.

Во многих СВЧ-технологиях используют экранированные термопары. Экранирование позволяет избежать следующих нежелательных процессов: нагревания металлических компонентов в СВЧ-полях; появления кратковременных высоковольтных разрядов; попадания искры через металлические провода на легковоспламеняющиеся и взрывоопасные среды. Кроме того, металлические провода влияют на нагрев среды за счёт переотражений СВЧ-излучения от проводов, что вызывает перераспределение теплового поля.

Вследствие высокой теплопроводности, металлические провода в точках измерения могут значительно изменять температуру, что приводит к искажению результатов измерения.

Микроволновой нагрев как разновидность технологии очистки материалов давно используется в металлургии. В [6] предложен способ использования СВЧ-нагрева в металлургии цинка. Для измерения температуры использовалась термопара, подключенная к компьютерной системе, в комплекте со специальным тонким ленточным защитным экраном из алюминия. Такая система позволяла измерять температуру с погрешностью 2°C в диапазоне температур до 800°C .

В [7] СВЧ-нагрев применялся для регенерации гранулированного активированного угля. Эксперименты по регенерации проводились в установке с переменной мощностью $1,2\text{ кВт}$ (магнетрон 2450 МГц). Партии исходного материала помещались в кварцевый реактор высотой 290 мм и наружным диаметром 45 мм . Реактор снабжался входом и выходом газа, а также отверстиями для ввода термопар. Температура измерялась с помощью термопар типа К, экранированных нержавеющей сталью. В ходе экспериментов удалось уменьшить помехи до разрешения термопары $\pm 1,5^\circ\text{C}$ при нагреве до $650\text{--}750^\circ\text{C}$. Авторы [7] рекомендовали использовать экранированные удлинительные кабели, заземлённые на схему усилителя термопары, удалять схему как можно дальше от зоны высокого напряжения и исключать в схеме (при проектировании) электромагнитные помехи от высоковольтной цепи.

В сложных исследованиях влияния микроволнового нагрева на диэлектрические свойства оксида цинка ZnO и феррита цинка ZnFe_2O_4 методами дифференциальной сканирующей калориметрии и термогравиметрии [8] в диапазоне температур $20\text{--}1400^\circ\text{C}$ также использовалась термопара типа К с экраном из нержавеющей стали. Данные о точности измерения температуры в исследовании не приводились.

В некоторых технологиях, например при изготовлении песчаных форм для литья [9], для измерения температуры с помощью термопары используется её быстрый ввод в область нагрева после отключения СВЧ-излучения для предотвращения взаимодействия термопары с полем.

В исследовании [10] при СВЧ-нагреве термопара помещалась в кварцевую трубку толщиной 1 мм . Однако кварц не экранировал микроволновое поле, поскольку его относительной диэлектрической проницаемости недостаточно для ослабления микроволнового поля на расстоянии 1 мм .

В [4] для измерения температуры предложена и реализована контактная диагностика – зонд из керамики на основе оксида бериллия (BeO) контактирует с нагреваемым образцом. Зонд передает тепловую энергию за счёт теплопроводности за пределы волновода, где электрическое СВЧ-поле пренебрежимо мало и можно использовать термопары. Керамика BeO , помещённая в волновод, почти не нагревалась под действием микроволнового излучения (вследствие высокой теплопроводности $270\text{ Вт/(м}^\circ\text{C)}$ и слабого поглощения СВЧ-волн), но эффективно передавала тепловую энергию от нагреваемого образца, что позволяло судить о его температуре внутри волновода в процессе нагрева. Оказалось,

что при термопаре, вынесенной за пределы волновода на 5 см , изменение температуры образца корректно оценивалось по показаниям термопары примерно через 30 с . Таким образом, если характерные времена процессов, происшедших с образцом при нагреве, составляли более 30 с , то применение описываемого керамического зонда для измерения температуры образца оказывалось правомерным. Для измерения зависимости температуры образца от времени использовали медь-константановую термопару с рабочим диапазоном температур $0\text{--}400^\circ\text{C}$.

Таким образом, при сильных электромагнитных полях, в том числе СВЧ-диапазона, в традиционных устройствах измерения температуры на основе термопар, помещённых непосредственно в электромагнитное поле, обычно применяются сложные системы экранирования.

Использование термоиндикаторов. Термоиндикатор – это вещество (или смесь веществ), изменяющее свой внешний вид (цвет, яркость свечения, форму) при определённой температуре [11].

Для измерения температуры используются следующие вещества: термоиндикаторы плавления, цвет которых изменяется при критической температуре в связи с плавлением одного или нескольких составляющих компонентов; термоиндикаторные краски на основе продуктов, чувствительных к температуре и при изменении температуры способных изменять цвет; жидкокристаллические термоиндикаторы, содержащие жидкокристаллическое вещество, которое в определённом интервале температур изменяет свою структуру так, что падающий на него свет белого источника отражается с изменением цвета, которое зависит от температуры. Однако эти индикаторы подвержены влиянию СВЧ-полей и их применение в промышленности ограничено. Термоиндикаторные краски обеспечивают точные измерения в диапазоне температур $30\text{--}1280^\circ\text{C}$. Цветовой переход термоиндикаторных красок составляет более $\pm 2^\circ\text{C}$ (краски фирмы ЭЛ-СКАДА, Россия).

Нанесение термоиндикаторов непосредственно на исследуемую поверхность не только исключает электрические помехи, но и полностью решает проблему теплового контакта. Трудоёмкость исследования с применением термоиндикаторов увеличивается из-за того, что необходимо наносить слой термочувствительного материала на изучаемую поверхность. Поэтому метод термометрии с применением термочувствительного слоя не всегда удобен для проведения систематических исследований и непригоден для технологического контроля (из-за дополнительной операции).

Бесконтактные оптические методы измерения температуры. При нагреве в сильных электромагнитных полях возникают помехи из-за металлических элементов традиционных температурных датчиков, поэтому используются измерительные устройства на основе оптических методов измерения температуры. Методы дистанционных измерений основаны на применении волоконно-оптических линий.

Для измерения температуры разработаны разнообразные оптические устройства на базе различных физических эффектов. По принципу действия все оптические методы

измерений делятся на четыре класса в соответствии с тем, какой из параметров распространяющейся световой волны $E_0 \sim \exp(i\omega t + \varphi)$ используется для получения информации о регистрируемом физическом воздействии: амплитуда электрического поля E ; фаза φ ; состояние и направление поляризации электрического вектора P ; частота ω . Наиболее распространёнными оптическими методами измерения температуры являются амплитудные (оптическая пирометрия, поглощение света полупроводниками, температурное тушение флуоресценции, изменение оптических потерь) и фазовые (оптическая интерферометрия).

Калибровка оптических средств измерений. Используемые экспериментальные СВЧ-установки обладают рядом особенностей. Во-первых, в состав СВЧ-установок входят кварцевые трубки или реакторы, а низкая теплопроводность кварца задерживает обнаружение тепловых эффектов в обрабатываемых образцах. Во-вторых, воздух, окружающий образец, остаётся холодным при комнатной температуре, что вызывает понижение температуры поверхности образца. Таким образом, результат измерения температуры поверхности кварцевого реактора оптическими приборами нельзя рассматривать как температуру образца (объёмную температуру), и для её определения требуется калибровать оптический прибор в определённом диапазоне температур.

Чтобы минимизировать погрешности и неопределённость метода калибровки, в [12] предложены четыре независимых метода калибровки с использованием обычного нагревателя, волоконно-оптических датчиков, спектрометра комбинационного рассеяния и чистых солей.

Нагреватель закрытого типа с регулируемой температурой помещался в кварцевую трубку, размещённую в микроволновой камере, а затем температура нагревателя сравнивалась с температурой поверхности трубки, измеренной инфракрасным термометром. Поскольку микроволны отключались во время процедуры калибровки, температура определялась с помощью металлической термопары для соответствующего диапазона температур. Калибровочная кривая снималась на калибровочных образцах из различных материалов – глинозёма, дистиллированной воды, карбида кремния и алюминия. Диапазон неопределённости температуры указанных материалов при нагреве до 1100 °C составлял менее $\pm 5,5$ °C (менее 2 %).

Альтернативой термопар для определения температуры тел при микроволновом нагреве являются волоконно-оптические датчики, которые не подвержены электромагнитным помехам и не требуют экранирования [13]. Однако верхний предел измерения температуры волоконно-оптическими датчиками обычно составляет не более 300 °C. При их калибровке температура нагреваемого образца, измеренная волоконно-оптическим датчиком, сравнивается с температурой поверхности образца, измеренной инфракрасным пирометром. Образцами служат дистиллированная вода и карбид кремния, которые поглощают микроволновую энергию и имеют различную теплопроводность.

При калибровке с применением чистых солей анализируются результаты непрерывного измерения диэлектрических

свойств чистых солей, например сульфата серебра Ag_2SO_4 , как функции температуры поверхности во время микроволнового нагрева [12]. Образец соли выливается в кварцевую трубку и нагревается микроволновым излучением, причём мощность нагрева регулируется с приблизительной скоростью 5 °C/мин.

Для идентификации тепловых эффектов используются эталонные материалы с известными комбинационными сдвигами [12], например, титанат висмута $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, который принадлежит к золотосодержащему семейству и проявляет сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические свойства даже при высоких температурах. Рамановский отклик титаната висмута отражает орторомбический фазовый переход в тетрагональный при объёмной температуре $(677,5 \pm 2,5)$ °C. Образец титаната висмута помещается в кварцевый держатель и подвергается микроволновому нагреву в реакторе, скорость нагрева образца около 10 °C/мин. Изменение диэлектрических свойств образца и температуры поверхности держателя сравнивают с комбинационным сдвигом. Вблизи температуры перехода диэлектрическая проницаемость уменьшается.

Для оценки объёмной температуры образцов в микроволновой системе можно применять любой из четырёх описанных методов калибровки или их комбинацию. Согласно калибровочным кривым разница между поверхностной и объёмной температурами образца постепенно увеличивается с увеличением температуры, т. е. неадекватная калибровка может привести к ошибкам в определении объёмной температуры порядка 200 °C при высоких температурах.

Влияние газов на излучательную способность нагреваемого объекта. Многие процессы, в которых используется СВЧ-нагрев (химические процессы, нагрев материалов в защитной среде, карбонизация различных материалов и пр.), проводятся в присутствии или при протекании различных технологических газов. В [14] сообщается, что присутствие различных газов в реакторе воздействует на испускаемое инфракрасное излучение и в конечном итоге влияет на кажущуюся излучательную способность объекта. Такие газы, как N_2 , H_2 , CO , CO_2 , CH_4 и другие углеводороды, из-за их колебательных и вращательных движений в инфракрасном диапазоне имеют значительные полосы поглощения. В статье изучено влияние отдельных реагентов и их возможных комбинаций на излучательную способность в реальных условиях реакции в диапазоне температур 300–1000 °C.

Использование волоконно-оптических датчиков. Для измерения температуры в промышленных условиях разработаны различные приборы на основе оптических волокон. Такие приборы регистрируют вызванные температурой изменения флуоресценции или спектров поглощения определённых специальных веществ. Волоконно-оптические датчики абсолютно невосприимчивы к электромагнитным полям и помехам. Обычный диапазон измерения температур –60...+300 °C.

Волоконно-оптический датчик Fotemp-H (Optocon, Германия) для измерения температуры входит в состав промышленного аппликатора непрерывной СВЧ-деполимеризации

полиэтилентерефталата [15]. Наружная оболочка датчика выполнена из тефлона, на его наконечнике закреплён кристалл GaAs, который становится оптически полупрозрачным при длинах световых волн более 850 нм. Запрещённая зона полупроводника смещается примерно на 0,4 нм/К, поскольку её положение зависит от температуры. Высокая скорость измерений, повторяемость и воспроизводимость результатов обеспечиваются входящими в состав прибора источником света и устройством спектрального определения запрещённой зоны. По данным термодатчика, согласно соответствующему алгоритму, устанавливается временной контроль температуры по заданному температурному сценарию.

Волоконно-оптический датчик, основанный на эффекте температурной зависимости интенсивности люминесценции определённых веществ, описан в [16]. В данной работе рассмотрены методы измерения температуры *in situ* по температурной зависимости времени жизни фотолуминесценции зондовых молекул при микроволновом облучении для двух систем субмикрочастиц: частиц ядра – оболочка ($\text{BaTiO}_3 - \text{SiO}_2$) и слоистых частиц вольфрамата с внедрёнными катионами аммония ($\text{C}_{16}\text{N}^+ - \text{W}_2\text{O}_7^{2-}$).

Измерение температуры по показателю поглощения материала. Для проведения активной термометрии твёрдых тел используются данные температурных зависимостей оптических параметров материалов – показателя преломления, ширины запрещённой зоны и другие. Так комплексный показатель преломления любого материала зависит от длины волны λ падающего света и температуры T . В [17] исследовалась температурная динамика пластины кремния при её нагревании микроволновым излучением. Пластина размером 2×2 см локально нагревалась с помощью СВЧ-сверлильного устройства [18]. Оптическая система измерения температуры содержала два лазерных диода InGaAs, работающих на длинах волн 1,3 мкм и 1,5 мкм, коллиматор, фильтры и детекторы проходящего излучения. Показатель преломления $n(T)$ полированных образцов кремния измерялся интерферометрическим методом на основе эталонного эффекта Фабри-Перо. Этот метод позволяет оценить скорость изменения температуры $T(t)$ в зависимости от изменения показателя преломления $n(T)$, что связано с температурно-зависимым расширением решётки кремния и генерацией свободных носителей.

Температурно-зависимый показатель преломления кремния в диапазоне 300–800 К можно аппроксимировать для ближнего инфракрасного излучения:

$$n(T, \lambda) = n(T_0, \lambda) + A_n(T - T_0),$$

где $T_0 = 300$ К; $n(T_0, \lambda) = 3,44$ и $3,47$ для длины волн 1,5 и 1,3 мкм соответственно; $A_n = 2 \cdot 10^{-4}$ для указанных длин волн.

Число интерферометрических колебаний интенсивности света, обусловленных изменением температуры, составляет

$$\Delta N(T) = 2/\lambda [n(T, \lambda)h(T) - n(T_0, \lambda)h(T_0)],$$

где $h(T)$ – зависящая от температуры толщина пластины.

Определив зависимости $n(T)$, $h(T)$ с помощью зафиксированных интерференционных осцилляций проходящего излучения лазера, через плоскопараллельную пластину кремния, можно рассчитать изменение температуры пластины.

Бесконтактные методы пирометрии. Наиболее распространённым методом измерения температуры является пирометрический, суть которого состоит в определении эффективной температуры поверхности нагретого тела по его тепловому излучению в ближнем инфракрасном и видимом диапазонах длин волн. Достоинством этого метода является отсутствие прямого контакта с образцом, т. е. процесс измерения не возмущает картину электрического поля и не влияет на температуру образца.

Спектральная интенсивность I теплового излучения абсолютно чёрного тела (АЧТ) описывается формулой Планка:

$$I = C_1 \lambda^{-5} / [\exp(C_2 / \lambda T) - 1],$$

где $C_1 = 37418$ Вт·мкм⁴/см²; $C_2 = 14388$ мкм·К.

Спектры теплового излучения реальных объектов отличаются от спектра излучения АЧТ, эти отличия описываются вспомогательной функцией $0 \leq \varepsilon(\lambda, T) \leq 1$, зависящей, в общем случае, от длины волны и температуры и называемой коэффициентом излучения (или излучательной способностью, или коэффициентом черноты). В некоторых случаях зависимость $\varepsilon(\lambda, T)$ удаётся рассчитать, но чаще её измеряют экспериментально, при этом для измерения коэффициента излучения требуется независимый метод измерения температуры объекта.

Мощность теплового излучения нагретого тела

$$P = \varepsilon \sigma T^4,$$

где ε – коэффициент излучения материала, который заранее неизвестен и может изменяться в ходе нагрева и при химических превращениях и фазовых переходах в веществе; σ – постоянная Стефана-Больцмана; T – абсолютная температура тела.

Основных методов пирометрии два – радиационный и оптический.

Радиационный метод пирометрии основан на зависимости яркости и интенсивности энергетического излучения от температуры материального тела в ограниченном волновом диапазоне. Определение температуры по тепловому излучению чаще всего проводят в инфракрасном диапазоне на длинах волн 8–14 мкм и 3–5 мкм (в окнах прозрачности атмосферы), а также в области видимого света на длине волны 0,65 мкм. Приборы, реализующие такой метод, называются инфракрасными пирометрами, радиометрами или термометрами.

Основным элементом инфракрасного пирометра является специальный датчик (полупроводниковый датчик, термопара или термобатарея), который преобразует яркость тепловой энергии инфракрасного диапазона в электрический сигнал. Здесь яркость теплового луча фиксируется оптической системой и обрабатывается датчиком. Электрический сигнал датчика поступает в блок обработки

информации, после чего результат измерения выводится на дисплей. Особенностью современных инфракрасных пирометров является переключатель коэффициента излучения. Большинство производителей инфракрасных температурных датчиков поставляют в комплекте с прибором таблицы, где указаны коэффициенты излучения для наиболее часто исследуемых поверхностей.

Оптические методы пирометрии основаны на зависимости цвета излучения от температуры объекта. Существуют два основных типа оптической пирометрии – яркостная и цветовая.

Яркостная пирометрия основана на том, что интенсивность излучения АЧТ на выбранной длине волны определяется только температурой. Измеряется интенсивность излучения I в одном узком спектральном интервале $\Delta\lambda$, практически на одной длине волны λ_1 . Для АЧТ через полученную точку $I(\lambda_1)$ проходит только одна планковская кривая. Для определения температуры нечёрного тела необходимо знать коэффициент $\varepsilon(\lambda_1)$ излучения на выбранной длине волны. Яркостный пирометр определяет так называемую яркостную температуру нагретого тела, которая всегда меньше его действительной температуры. Действительная температура определяется предварительным делением на $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ результата измерения сигнала приёмника излучения пирометра. При этом необходимо учитывать весь оптический путь светового луча от излучающей поверхности до приёмника излучения.

Относительная погрешность вычисления температуры пропорциональна относительной погрешности определения коэффициента излучательной способности, которая увеличивается с увеличением температуры и длины волны.

Цветовая пирометрия (метод спектрального отношения) основана на однозначном определении температуры по отношению интенсивностей излучения АЧТ на двух длинах волн λ_1, λ_2 .

Процедура определения температуры методом цветовой пирометрии заключается в измерении интенсивностей I_1, I_2 на двух длинах волн, коррекции отношения I_1/I_2 с помощью вычисленного или измеренного отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ и нахождении температуры для планковской функции

$$Z = (I_2 \varepsilon_1) / (I_1 \varepsilon_2),$$

которая характеризует отношение интенсивностей излучения АЧТ на выбранных длинах волн. Если отношение $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ неизвестно, то вычисленная цветовая температура может существенно отличаться от действительной температуры.

Пирометры всех типов часто используются при СВЧ-нагреве в различных технологических и исследовательских процессах [19–21].

К недостаткам методов пирометрии относятся следующие. Во-первых, пирометр обычно используется для измерения сравнительно высоких температур, как правило, более нескольких сотен градусов Цельсия. Во-вторых, пирометр измеряет температуру поверхности, которая всегда меньше температуры внутри образца, и при интенсивном нагреве

эта разность может достигать сотен градусов. В-третьих, поверхность образца должна быть в прямой видимости, что накладывает определённые ограничения на конструкции СВЧ-камер.

Кроме того, для значительной части материалов, применяемых в технике и технологии, отсутствуют данные об излучательной способности, и постоянно появляются новые объекты и материалы с неизученными оптическими свойствами. Для определения излучательной способности объекта требуются сложные высокотемпературные измерения с применением специального оборудования. Таким образом, для методов оптической пирометрии характерно отсутствие информационной самодостаточности – нет достоверных данных об излучательной способности исследуемого объекта и неясно, носит ли излучение равновесный (температурный) характер. Отсутствие таких данных может привести к значительным ошибкам при измерении температуры, полученные данные носят скорее качественный характер.

Спектральная пирометрия. В последние десятилетия оптическая пирометрия получила новые измерительные возможности. Это связано с разработкой и внедрением малогабаритных дифракционных спектрометров, работа которых основана на использовании многоэлементных детекторов излучения – линеек на приборах с зарядовой связью (ПЗС-линеек). Такие спектрометры за единицы миллисекунд регистрируют широкий спектр излучения в определённом диапазоне длин волн – ближнем ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном. При каждой фиксации спектра излучения он сравнивается со спектром АЧТ и определяются участки, где эти спектры подобны, т. е. где объект является серым телом. Переход от измерений интенсивностей излучения на одной или двух длинах волн к измерению в сплошном спектре (1000–2000 длин волн) позволяет определять температуру объектов, об излучательной способности которых нет никаких данных [22]. Излучательная способность $\varepsilon(\lambda, T)$ реальных объектов сильнее зависит от длины волны, чем от температуры. Для твёрдых тел эта зависимость носит сравнительно плавный характер, а для газообразных – резко колеблется.

Методы спектральной пирометрии позволяют получать существенно больше первичной информации об объекте, чем традиционные методы. Вместо одного или двух значений интенсивности света регистрируется несколько сотен или тысяч значений (сплошной спектр) с помощью спектрометров с полупроводниковой ПЗС-линейкой. Это позволяет компенсировать недостаток исходных знаний об объекте, без которых традиционные методы работать не могут. Поскольку в спектрометре отсутствует перестройка по длинам волн, каждый пиксел детектора каждый раз регистрирует излучение на одной и той же длине волны. На практике для определения температуры используется не весь зарегистрированный спектр излучения, а только некоторый участок, на котором исследуемый материал является серым или его излучательная способность слабо зависит от длины волны.

В спектральной пирометрии регистрируется абсолютный спектр излучения объекта в определённом интервале

длин волн, т. е. количество световой энергии, падающей в единицу времени на единицу площади поверхности. Такой поверхностью является торец оптического волокна (зонда), воспринимающего излучение объекта и передающего его в спектрометр. Для определения температуры по абсолютно-му спектру объекта используется спектральный пирометр, содержащий блоки сбора и обработки информации и подробно описанный в [23, 24]. В блок сбора информации входит малогабаритный спектрометр и оптическое волокно для доставки излучения объекта в спектрометр. Блок управляется с помощью программного обеспечения, соответствующего используемому спектрометру. Блок обработки спектральной информации построен на применении специализированной программы "Spectral Pyrometry" (Тимченко Н. И. Программа для ЭВМ "SPECTRAL PYROMETRY" v.3.1. Номер гос. регистрации 2016661057 от 28.09.2016). Данная программа вычисляет температуры по спектру для спектральных пирометров HR2000⁺ ультрафиолетового (200–420 нм), видимого (350–800 нм), ближнего инфракрасного (650–1080 нм) диапазонов и NIR Qwest (900–2500 нм) (Ocean Optics, США). Время накопления спектров (от единиц миллисекунд до двадцати секунд) позволяет регистрировать тепловые спектры объектов малой интенсивности и отслеживать динамику температурного процесса. При этом количество зафиксированных спектров ограничивается только объёмом памяти компьютера. С помощью малогабаритного спектрального пирометра можно определять температуру излучающих объектов от 600 до $(8-10) \cdot 10^3$ К.

Основными источниками погрешностей спектральной пирометрии являются зависимость коэффициента излучательной способности исследуемого материала от длины волны и оптические элементы (окна, линзы, зеркала) в тракте измерения, которые не учитывались при калибровке. Отсутствие информации об излучательной способности не является серьезным препятствием для измерения температуры поверхности. При регистрации спектра в коротковолновой области (200–400 нм) погрешность составляет менее 1 % для температуры 2500 К, а при более низких температурах (1000–1500 К) – менее 0,5 %. На практике измерение температуры спектральным пирометром в основном производится в видимом диапазоне излучения, в котором погрешность измерения больше и составляет 5 и 2,5 % для температур 2500 и 1500 К соответственно. Меньшая погрешность результатов измерения по спектру в коротковолновой области обусловлена сильной зависимостью $I(\lambda)$, когда интенсивность излучения растёт с увеличением длины волны намного быстрее, чем изменяется коэффициент излучения [22].

Использование на практике преимуществ спектральной пирометрии в условиях высокоинтенсивных СВЧ-полей сопряжено с рядом особенностей.

Во-первых, высококачественные волоконно-оптические кабели (Ocean Optics, США), используемые для работы с соответствующими спектрометрами, имеют стандартные металлические разъёмы SMA905. Размещение такого разъёма в СВЧ-камере (в непосредственной близости

от нагреваемого объекта) неизбежно вызывает его нагрев и, возможно, искрение.

Во-вторых, для получения данных о температуре с максимальной периодичностью и в минимально возможные промежутки времени необходимо размещать торец оптоволоконного кабеля как можно ближе к нагреваемому объекту, в зоне максимальной яркости его свечения.

В-третьих, в реальных условиях нагреваемый в СВЧ-камере объект находится, как правило, не в открытом пространстве, а заключён в оболочку (реактор) из термостойкого материала, обычно из кварцевого стекла. Кварцевое стекло имеет ограниченное пропускание излучения в области ближнего ультрафиолета, а в видимой и ближней инфракрасной областях спектра (до 2500–3000 нм) является практически полностью прозрачным, поэтому не может внести существенных изменений в спектры, регистрируемые спектрометрами. Определённые трудности могут возникнуть только при фиксации спектров объектов, нагретых до достаточно высоких температур (выше 2000–2500 К).

Практическое решение проблем изоляции металлического наконечника оптического кабеля от интенсивных электромагнитных СВЧ-полей и размещения этого наконечника в непосредственной близости от нагреваемого объекта возможно с применением заградительного волновода, направленного внутрь СВЧ-камеры. Особенности такого технического решения задач измерения температуры нагреваемого в СВЧ-устройствах объекта подробно описаны в [25].

Обсуждение результатов обзора и выводы. Основными требованиями, предъявляемыми к устройствам измерения температуры в системах с воздействием сильных электромагнитных полей являются: отсутствие собственной проводимости; простота и универсальность компонентов; малые размеры; возможность проведения измерений на расстоянии. Различные подходы к измерению температуры имеют различные эксплуатационные характеристики в практических применениях.

Традиционные устройства измерения температуры, такие как термопары, термисторы, терморезисторы и т. д., в системах с воздействием сильных электромагнитных полей можно применять только совместно со сложными системами экранировки, так как возникают помехи, связанные с взаимодействием металлических компонентов измерительных устройств с сильными электромагнитными полями. Указанное взаимодействие вызывает искажение электромагнитного поля, тепловую нестабильность и СВЧ-пробой. Однако экранирующие системы зачастую невозможно использовать по конструктивным и технологическим причинам.

Область применения волоконно-оптических датчиков шире, чем термопар, поскольку данные датчики могут использоваться без экрана или без предварительной обработки. Главная проблема использования волоконно-оптических датчиков заключается в их большой временной задержке при измерении температуры. Время между включением СВЧ-мощности и фиксированием изменения температуры объекта нестабильно и составляет 8–10 с. Эта временная задержка создаёт дополнительные трудности

как для управления системой, так и для измерения температуры. Кроме того, волоконно-оптические датчики ограничены максимальной рабочей температурой, что связано со структурой волокна.

Вышеупомянутые проблемы использования термопар и волоконно-оптических датчиков легко преодолеть с помощью бесконтактных методов измерения температуры – инфракрасных и оптических пирометров. Временная задержка пирометров настолько мала, что на практике ей можно пренебречь. Сложности инфракрасной и оптической пирометрии связаны с необходимостью прямой видимости излучающего объекта оптикой пирометра, что предъявляет определённые требования к конструкции СВЧ-камеры. Кроме того, необходима достоверная информация о коэффициенте излучения объекта. Чувствительность оптической измерительной системы к коэффициенту излучения обрабатываемого материала обуславливает последовательное техническое обслуживание и периодическую повторную калибровку приборов для обеспечения оптимальной точности измерений.

Использование спектральной пирометрии позволяет преодолеть и эти трудности, поскольку сигнал от излучающего объекта к измерительному прибору (спектрометру) передаётся по гибкому оптическому волокну, приёмный торец которого можно расположить на нужном расстоянии от объекта. Кроме того, данный метод не зависит от значения коэффициента излучения объекта и позволяет следить за динамикой процесса нагревания.

В [21] приведена таблица с некоторыми обобщёнными сведениями об основных контактных и бесконтактных (оптических) методах измерения температуры в условиях СВЧ-нагрева.

Заключение. Обзор основных методов измерения температур, применяемых в технологиях СВЧ-нагрева, показал принципиальную возможность использования как контактных, так и бесконтактных методов при соблюдении основных требований, при этом бесконтактные пирометрические методы имеют преимущество перед традиционным использованием термопар. Среди пирометрических методов наиболее перспективным является метод спектральной пирометрии, позволяющий определять температуру объекта без привлечения данных о его коэффициенте излучения. Кроме этого, метод спектральной пирометрии позволяет фиксировать динамику изменения температуры образца при любом способе его нагревания.

Список литературы

1. Морозов О., Каргин А., Савенко Г., Требух В., Воробьев И. Промышленное применение СВЧ-нагрева // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2010. № 3. С. 2–6.
2. *Advances in induction and microwave heating of mineral and organic materials*, ed. Stanislaw Grundas, 2010, In Tech Publ., 752 p. <https://doi.org/10.5772/562>
3. Магунов А. Н. Лазерная термометрия твёрдых тел. М.: Физматлит, 2001. 224 с.
4. Аржанников А. В., Ахметов Т. Д., Калинин П. В. Стенд для исследований по СВЧ нагреву и превращению веществ. Новосибирск: ИЯФ им. Г. И. Будкера, 2004. 19 с.
5. Kappe C. O., *Chemical Society Reviews*, 2013, vol. 42, no. 12, pp. 4977–4990. <https://doi.org/10.1039/c3cs00010a>
6. Yongguang Luo, Tianqi Liao, Xia Yu, Jing Li, Libo Zhang and Yunhao Xi, *Green Processing and Synthesis*, 2020, vol. 9, no. 1, pp. 97–106. <https://doi.org/10.1515/gps-2020-0011>
7. Bradshaw S. M., van Wyk E. J., de Swardt J. B., Microwave heating principles and the application to the regeneration of granular activated carbon, *The Journal of The South African Institute of Mining and Metallurgy*, 1998, iss. July/August, pp. 201–210.
8. Omran M., Fabritius T., Heikkinen E.-P., Chen G., *Royal Society open science*, 2017, no. 4. <https://doi.org/10.1098/rsos.170710>
9. Wiedenmann O., Ramakrishnan R., Saal P., Kilic E., Siart U., Eibert T. F., Volk W., *Advances in Radio Science*, 2014, vol. 12, pp. 21–28. <https://doi.org/10.5194/ars-12-21-2014>
10. Longzhi Li, Xiaowei Jiang, Huigang Wang, Jianwei Wang, Zhanlong Song, Xiqiang Zhao, Chunyuan Ma, *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*, 2017, vol. 125, pp. 318–327. <https://doi.org/10.1016/j.jaap.2017.03.009>
11. Дивин А. Г., Пономарев С. В. Методы и средства измерений, испытаний и контроля. Ч. 3. Тамбов: изд-во Тамбовского государственного технического университета, 2013. 116 с.
12. Garcia-Banos B., Reinosa J., Penaranda-Foix F. L., Fernandez J. F., Catala-Civera J. M., *Scientific Reports*, 2019, vol. 9, 10809. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-47296-0>
13. Волоконно-оптические датчики. Под ред. Э. Удда: Пер. с англ. Москва: Техносфера, 2008. 518 с.
14. Ramirez A., Hueso J., Mallada R., Santamaria J., *Chemical Engineering Journal*, 2017, vol. 316, pp. 50–60. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2017.01.077>
15. Ramopoulos V., Link G., Soldatov S., Jelonnek J., *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, 2018, vol. 10, iss. 5–6, pp. 709–716. <https://doi.org/10.1017/S1759078718000727>
16. Ano T., Kishimoto F., Sasaki R., Tsubaki S., Maitani M. M., Suzukia E., Wada Y., *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2016, vol. 18, pp. 13173–13179. <https://doi.org/10.1039/c6cp02034h>
17. Herskowitz R., Livshits P., Stepanov S., Aktushev O., Ruschin S., Jerby E., *Semiconductor Science and Technology*, 2007, vol. 22, no. 8, pp. 863–869. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/22/8/006>
18. Jerby E., Dikhtyar V., Aktushev O., Groszlick U., *Science*, 2002, vol. 298, iss. 5593, pp. 587–589. <https://doi.org/10.1126/science.1077062>
19. Amini A., Ohno K., Maeda T., Kunitomo K., *Scientific Reports*, 2018, vol. 8, 15023. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-33460-5>
20. Mondal A., Shukla A., Upadhyaya A., Agrawal D., *Science of Sintering*, 2010, vol. 42, iss. 2, pp. 169–182. <https://doi.org/10.2298/SOS1002169M>
21. Hamzehlouia S., Chaouki J., *Journal of Chemical and Petroleum Engineering*, 2018, vol. 52, iss. 2, pp. 201–210. <https://doi.org/10.22059/JCHPE.2018.270160.1257>
22. Магунов А. Н. Спектральная пирометрия. М.: Физматлит, 2012. 248 с.

23. Магунов А. Н., Лапшинов Б. А., Суворинов А. В. Разработка приборов для измерения температуры объектов с неизвестной излучательной способностью. *Инновации*. 2015. № 4 (198). С. 13–16.

24. Лапшинов Б. А., Суворинов А. В., Тимченко Н. И. Определение температуры излучающего объекта методом спектральной пирометрии // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*. 2018. № 6. С. 116–119.

25. Лапшинов Б. А., Мамонтов А. В. Применение метода спектральной пирометрии в условиях интенсивных сверхвысокочастотных электромагнитных полей // *Измерительная техника*. 2020. № 9. С. 54–59.
<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-9-54-59>

References

1. Morozov O., Kargin A., Savenko G., Trbekh V., Vorobyev I., Industrial Application of Microwave Heating, *Electronics: Science, Technology, Business*, 2010, no. 3, pp. 2–6. (In Russ.)

2. *Advances in induction and microwave heating of mineral and organic materials*, ed. Stanislaw Grundas, 2010, In Tech Publ., 752 p. <https://doi.org/10.5772/562>

3. Magunov A. N., *Lazernaja termometrija tverdyh tel* [Laser thermometry of solids], Moscow, Fizmatlit Publ., 2001, 224 p. (In Russ.)

4. Arzhannikov A. V., Akhmetov T. D., Kalinin P. V., *Stend dlja issledovanij po SVCh nagrevu i prevrashheniju veshhestv* [Stand for research on microwave heating and transformation of substances], Novosibirsk, Budker Institute of Nuclear Physics, 2004, 19 p. (In Russ.)

5. Kappe C. O., *Chemical Society Reviews*, 2013, vol. 42, no. 12, pp. 4977–4990. <https://doi.org/10.1039/c3cs00010a>

6. Yongguang Luo, Tianqi Liao, Xia Yu, Jing Li, Libo Zhang and Yunhao Xi, *Green Processing and Synthesis*, 2020, vol. 9, no. 1, pp. 97–106. <https://doi.org/10.1515/gps-2020-0011>

7. Bradshaw S. M., van Wyk E. J., de Swardt J. B., Microwave heating principles and the application to the regeneration of granular activated carbon, *The Journal of The South African Institute of Mining and Metallurgy*, 1998, iss. July/August, pp. 201–210.

8. Omran M., Fabritius T., Heikkinen E.-P., Chen G., *Royal Society open science*, 2017, no. 4. <https://doi.org/10.1098/rsos.170710>

9. Wiedenmann O., Ramakrishnan R., Saal P., Kilic E., Siart U., Eibert T. F., Volk W., *Advances in Radio Science*, 2014, vol. 12, pp. 21–28. <https://doi.org/10.5194/ars-12-21-2014>

10. Longzhi Li, Xiaowei Jiang, Huigang Wang, Jianwei Wang, Zhanlong Song, Xiqiang Zhao, Chunyuan Ma, *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*, 2017, vol. 125, pp. 318–327.
<https://doi.org/10.1016/j.jaap.2017.03.009>

11. Divin A. G., Ponomarev S. V., *Metody i sredstva izmerenij, ispytaniy i kontrolja, ch. 3*. [Methods and means of measurement, testing and control. Part 3], Tambov State Technical University Publ., 2013, 116 p. (In Russ.)

12. Garcia-Banos B., Reinosa J., Penaranda-Fox F. L., Fernandez J. F., Catala-Civera J. M., *Scientific Reports*, 2019, vol. 9, 10809. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-47296-0>

13. *Fiber Optic Smart Structures*, ed. Etic Udd, Wiley-Interscience, 1995, 688 p.

14. Ramirez A., Hueso J., Mallada R., Santamaria J., *Chemical Engineering Journal*, 2017, vol. 316, pp. 50–60.
<https://doi.org/10.1016/j.cej.2017.01.077>

15. Ramopoulos V., Link G., Soldatov S., Jelonnek J., *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, 2018, vol. 10, iss. 5–6, pp. 709–716.
<https://doi.org/10.1017/S1759078718000727>

16. Ano T., Kishimoto F., Sasaki R., Tsubaki S., Maitani M. M., Suzukia E., Wada Y., *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2016, vol. 18, pp. 13173–13179. <https://doi.org/10.1039/c6cp02034h>

17. Herskowitz R., Livshits P., Stepanov S., Aktushev O., Ruschin S., Jerby E., *Semiconductor Science and Technology*, 2007, vol. 22, no. 8, pp. 863–869. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/22/8/006>

18. Jerby E., Dikhtyar V., Aktushev O., Groszlick U., *Science*, 2002, vol. 298, iss. 5593, pp. 587–589.
<https://doi.org/10.1126/science.1077062>

19. Amini A., Ohno K., Maeda T., Kunitomo K., *Scientific Reports*, 2018, vol. 8, 15023. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-33460-5>

20. Mondal A., Shukla A., Upadhyaya A., Agrawal D., *Science of Sintering*, 2010, vol. 42, iss. 2, pp. 169–182.
<https://doi.org/10.2298/SOS1002169M>

21. Hamzehlouia S., Chaouki J., *Journal of Chemical and Petroleum Engineering*, 2018, vol. 52, iss. 2, pp. 201–210.
<https://doi.org/10.22059/JCHPE.2018.270160.1257>

22. Magunov A. N., *Spektral'naja pirometrija* [Spectral pyrometry], Moscow, Fizmatlit Publ., 2012, 248 p. (In Russ.)

23. Magunov A. N., Lapshinov B. A., Suvorinov A. V., Development of instruments for measuring the temperature of objects with unknown emissivity, *Innovations*, 2015, no. 4 (198), pp. 13–16. (In Russ.)

24. Lapshinov B. A., Suvorinov A. V., Timchenko N. I., Determination of the radiating object temperature by spectral pyrometry method, *Electronics: Science, Technology, Business*, 2018, no. 6, pp. 116–119. (In Russ.)

25. Lapshinov B. A., Mamontov A. V., *Measurement Techniques*, 2020, vol. 63, pp. 741–746.
<https://doi.org/10.1007/s11018-021-01848-x>

Статья поступила в редакцию 02.03.2021; принята к публикации 22.04.2021.

Способ измерения добротности миниатюрных открытых диэлектрических резонаторов на сверхвысоких частотах

Владимир Мушегович Геворкян¹✉, Юрий Алексеевич Казанцев², Александр Вадимович Шутов³

^{1, 2, 3} Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

¹GevorkianVM@mpei.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-6080-5586>

²KazantsevYA@mpei.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3954-1851>

³ShutovAV@mpei.ru, <https://orcid.org/0000-0002-5706-4609>

Аннотация. Рассмотрены вопросы повышения достоверности измерения высоких (более 5000) добротностей миниатюрных открытых диэлектрических резонаторов. Предложен способ достоверного определения добротности открытого диэлектрического резонатора и представлен алгоритм определения добротности резонатора из материала с тангенсом угла диэлектрических потерь менее 10^{-4} в экранированной области. Алгоритм основан на измерении параметров электромагнитно связанной системы объёмных металлического и открытого диэлектрических резонаторов. Аналитически обоснован предложенный способ определения добротности открытого диэлектрического резонатора в электродинамическом и цепном представлениях. Рассмотрены варианты влияния металлического объёма на эффективную собственную добротность открытого диэлектрического резонатора в зависимости от его электрофизических характеристик. Оценены факторы, влияющие на полученную эффективную собственную добротность открытого диэлектрического резонатора, и показана область ожидаемых погрешностей измерений. Достоинство предложенного способа определения добротности открытого диэлектрического резонатора – высокая точность аналитических соотношений для определения добротности, отсутствие повышенных требований к точности изготовления измерительных секций и качеству внутренних поверхностей металлического резонатора, простота реализации измерения, связанная с применением ординарного оборудования и элементной базы.

Ключевые слова: добротность, связанная система, объёмный резонатор, металлический резонатор, открытый диэлектрический резонатор, математическая среда

Для цитирования: Геворкян В. М., Казанцев Ю. А., Шутов А. В. Способ измерения добротности миниатюрных открытых диэлектрических резонаторов на сверхвысоких частотах // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 29–36. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-29-36>

Method for measuring the Q-factor of miniature open dielectric resonators at ultrahigh frequencies

Vladimir M. Gevorkyan¹✉, Yury A. Kazantsev², Aleksandr V. Shutov³

^{1, 2, 3} National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, Russia

¹GevorkianVM@mpei.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-6080-5586>

²KazantsevYA@mpei.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3954-1851>

³ShutovAV@mpei.ru, <https://orcid.org/0000-0002-5706-4609>

Abstract. A simple algorithm for reliably determining the Q-factor of an open dielectric resonator made of a material with a $\tan\delta$ less than 0.0001 in the shielded region is presented, based on measuring the parameters of an electromagnetically coupled system of bulk metal and open dielectric resonators. The analytical substantiation of the considered method for determining the Q-factor of an open dielectric resonator in electrodynamic and electrotechnical representations is carried out. The variants of the influence of the metal volume on the effective Q-factor of an open dielectric resonator depending on its electrophysical characteristics are considered. The factors affecting the effective Q-factor of an open dielectric resonator obtained using this measurement method are evaluated, and the range of expected measurement errors is shown. The advantage of the method for determining the Q-factor of an open dielectric resonator is the high accuracy of the obtained analytical ratios for determining the Q-factor, the absence of increased requirements for the accuracy of the measurement sections and the quality of the internal surfaces of the metal resonator, the simplicity of the measurement process, based on the use of ordinary equipment and element base.

Keywords: Q-factor, coupled system, cavity resonator, metal resonator, dielectric resonator, mathematical environment

Введение. Достижение последних десятилетий – создание новых керамических материалов с уникальными

свойствами: сочетание высокой относительной диэлектрической проницаемости ($\epsilon_r \approx 30 \dots 80$), малых потерь (тангенс

угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta \leq 10^{-4}$) и высокой температурной стабильности параметров в широком диапазоне частот, включая СВЧ-компонентов, изготавливаемых из таких керамик – миниатюрные открытые диэлектрические резонаторы (ДР) [3]. Для разработчиков СВЧ-устройств актуальным является достоверное измерение высокой (более 5000) добротности ДР.

Известны различные методы измерения добротности ДР, применяемые для различных диапазонов добротностей таких резонаторов. В волноводных методах измерения добротности ДР в полном металлическом волноводе по частотным зависимостям элементов матрицы рассеяния ДР определяется нагруженная добротность Q_n , по которой затем рассчитывается собственная эффективная добротность $Q_{\text{эфф}} = Q_n(1+\beta)$, где β – коэффициент связи ДР с волноводом по основному (распространяющемуся) виду волны в волноводе на резонансной частоте ДР [4]. Эффективная добротность определяется не только собственной добротностью ДР $Q_0 \sim 1/\text{tg}\delta$, связанной с потерями в диэлектрике, но и потерями в стенках волновода, а также энергией, запасённой во внешних полях ДР. Внешние поля обусловлены высшими, «нераспространяющимися» волнами, возбуждаемыми вблизи ДР.

Согласно оценкам авторов работ [4, 5] в сантиметровом диапазоне длин волн внешняя добротность сравнима с собственной добротностью и зависит от размеров, положения и ориентации диэлектрического образца ДР в волноводе, а также поверхностного сопротивления материала стенок волновода.

При размещении ДР в волноводе всегда существует так называемое «нерезонансное возмущение» полей волновода, которое приводит к несимметрии резонансной кривой элементов матрицы рассеяния, т. е. её отличию от классической («лоренцевой») резонансной кривой [6]. Нерезонансное возмущение может быть приближённо учтено, но это требует дополнительной аналитической аппроксимации нерезонансного возмущения по экспериментальным кривым [7]. При этом нерезонансное возмущение зависит от размеров, положения, ориентации ДР в волноводе и от параметров материала ДР.

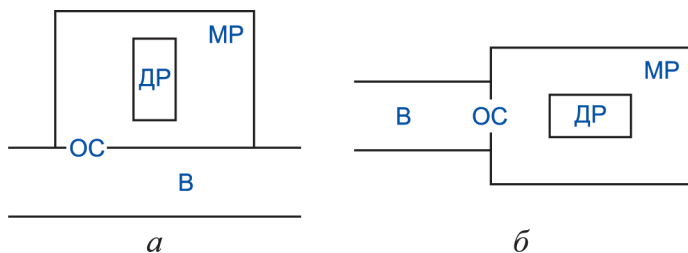


Рис. 1. Схема конструкции связанной системы МР-ДР с проходным (а) и короткозамкнутым (б) волноводами:

В – волновод; МР – объёмный металлический резонатор; ОС – окно связи резонатора; ДР – миниатюрный открытый диэлектрический резонатор

Fig. 1. Schematic design of a coupled MR-DR system with a pass-through waveguide (a) and a short-circuited waveguide (b):

W – waveguide; MR – metal resonator; CW – resonator coupling window; DR – miniature open dielectric resonator

Цель настоящей работы – показать целесообразность использования для измерения высоких добротностей миниатюрных ДР связанной системы, состоящей из полого металлического резонатора (МР) и расположенного в нём ДР.

Свойства системы в приближении теории поля. Рассмотрим связанную систему, в которой с линией передачи (волноводом) связан только МР, как показано на рис. 1, а внутри него на достаточном удалении от стенок расположен ДР. Принципы расчёта таких систем приведены в [8, 9]. При анализе связанной системы будем считать, что являются близкими собственные резонансные частоты ω_{01} , ω_{02} (соответственно одного из видов колебаний МР и одного из видов колебаний ДР) и большими (гораздо более единицы) собственные добротности Q_{01} , Q_{02} этих резонаторов. Также будем считать, что отсутствуют вырождения рассматриваемых видов колебаний обоих резонаторов и малое возмущение собственных полей МР за счёт ДР (при отсутствии связи этих резонаторов). Это достигается, например, специальным размещением ДР в узле электрического поля рассматриваемого вида колебаний МР.

Возбуждение полей МР $\mathbf{E}_1$ токами поляризации ДР $\mathbf{J}_n$ вблизи резонансной частоты МР ω_{01} определяется выражением [10]:

$$\mathbf{E}_1 = - \left[\frac{Q_{01}(\omega/\omega_{01})}{N_{01}(1+j\xi_1)} \int_V \mathbf{J}_n(\mathbf{E}_1^{(o)})^* dV \right] \mathbf{E}_1^{(o)}, \quad (1)$$

где $\xi_1 = Q_{01}[(\omega^2 - \omega_{01}^2)/\omega_{01}^2]$ – обобщённая расстройка резонансной частоты МР; $\mathbf{E}_1^{(o)}$, N_{01} – соответственно структура и норма электромагнитного поля рассматриваемого вида колебаний МР; нижнее подчёркивание символов здесь и далее означает комплексное представление величин.

Возбуждение токов поляризации ДР $\mathbf{J}_n = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathbf{E}_2$ полями МР ($\mathbf{E}_1$) вблизи резонансной частоты ДР (ω_{02}) определяется соотношением [6]:

$$\mathbf{J}_n = \left[\frac{Q_{01}(\omega/\omega_{02})}{N_{02}(1+j\xi_2)} \int_V (\mathbf{J}_n^{(o)})^* \mathbf{E}_1 dV \right] \mathbf{J}_n^{(o)}, \quad (2)$$

где $\xi_2 = Q_{02}[(\omega^2 - \omega_{02}^2)/\omega_{02}^2]$ – обобщённая расстройка частоты ДР; $\mathbf{J}_n^{(o)} = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathbf{E}_2^{(o)}$, N_{02} – соответственно структура тока поляризации ДР, определяемая структурой собственного электрического поля $\mathbf{E}_2^{(o)}$ колебаний ДР рассматриваемого вида, и его норма; ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость изотропного материала ДР.

Частота связи системы МР-ДР определяется из условия равенства нулю детерминанта системы уравнений (1), (2):

$$-(1+j\xi_1)(1+j\xi_2) = k_{\text{CB}}^2 Q_{01} Q_{02} \omega^2 / (\omega_{01} \omega_{02}); \quad (3)$$

$$k_{\text{CB}} = \frac{1}{\sqrt{N_{01} N_{02}}} \left| \int_V (\mathbf{J}_n^{(o)})^* \mathbf{E}_1^{(o)} dV \right|, \quad (4)$$

где k_{CB} – коэффициент связи МР и ДР.

С учётом соотношения для ξ_1, ξ_2 из (3) получим уравнение для определения частот связи ω_1, ω_2 системы МР-ДР:

$$\frac{1}{Q_{01}Q_{02}} - \frac{(\omega^2 - \omega_{01}^2)(\omega^2 - \omega_{02}^2)}{(\omega_{01}\omega_{02})^2} + j \left(\frac{\omega^2 - \omega_{01}^2}{Q_{02}\omega_{01}^2} + \frac{\omega^2 - \omega_{02}^2}{Q_{01}\omega_{02}^2} \right) + \frac{\omega^2}{\omega_{01}\omega_{02}} k_{CB}^2 = 0. \quad (5)$$

Рассмотрим решение уравнения (5) для случая комплексных частот $\underline{\omega}_{1,2} = \omega'_{1,2} + j\omega''_{1,2}$ при условии $Q_{01}, Q_{02} \gg 1$ и равенстве резонансных частот МР и ДР $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$.

Введём коэффициент затухания $d = Q_{01}^{-1} + Q_{02}^{-1} \ll 1$ и запишем уравнение (5) в виде

$$(\underline{\omega}/\omega_0)^4 - (2 + k_{CB}^2 + jd)(\underline{\omega}/\omega_0)^2 + (1 + jd) = 0. \quad (6)$$

Из уравнения (6) получим

$$\begin{aligned} (\underline{\omega}/\omega_0)^2 &= 1 + k_{CB}^2/2 + jd/2 \mp \\ &\mp k_{CB} \sqrt{1 + k_{CB}^2/4 - [d/(2k_{CB})]^2 + jd/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

При условиях $k_{CB} \ll 1$; $d/(2k_{CB}) \ll 1$ из (7) получим

$$\underline{\omega}_{1,2} = \omega_0 \sqrt{1 \mp k_{CB} [1 + (jd/4)(1 \pm k_{CB}/2)]} \quad (8)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \omega'_{1,2} &= \omega_0 \sqrt{1 \mp k_{CB}} \approx \omega_0 (1 \mp k_{CB}/2); \\ \omega''_{1,2} &= (\omega_0 d/4) \sqrt{1 \mp k_{CB}} (1 \pm k_{CB}/2). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Коэффициент связи k_{CB} , определяемый формулой (4), используется при анализе связанных резонансных контуров [11]. Расчёт k_{CB} для ДР из керамики с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r \approx 40 \dots 80$ при возбуждаемых колебаниях $H_{11\delta}$ (прямоугольный ДР), $H_{10\delta}$ (цилиндрический ДР) [12], H_{102} и H_{104} (прямоугольный МР) показал, что достижимы значения $k_{CB} \approx 0,1$.

Из системы (9) следует равенство

$$k_{CB} = [(\omega'_2)^2 - (\omega'_1)^2] / (2\omega_0^2). \quad (10)$$

При условии $\omega_0 - \omega'_1 = \omega'_2 - \omega_0$, т. е. при $(\omega'_2 + \omega'_1)/2 = \omega_0$ получим

$$k_{CB} = \frac{\omega'_2 + \omega'_1}{2} \frac{\omega'_2 - \omega'_1}{\omega_0^2} \approx \frac{\omega'_2 - \omega'_1}{\omega_0}. \quad (11)$$

Формально, по формуле (9) можно согласно, например [10], определить добротность связанной системы на частотах связи:

$$Q_{1,2} = \frac{\omega'_{1,2}}{2\omega''_{1,2}} = \frac{2}{d(1 \pm k_{CB}/2)} = \frac{Q_{эфф}}{(1 \pm k_{CB}/2)}, \quad (12)$$

где $Q_{эфф} = 2Q_{01}Q_{02}/(Q_{01} + Q_{02})$ – эффективная добротность.

Однако, чтобы использовать формулу (12), необходимо доказать, что форма резонансной кривой связанной системы на частотах связи соответствует классической форме резонансной кривой одиночного резонатора с резонансной частотой ω_p и добротностью Q_p . Эта кривая с учётом (1), (2) при нормировке к единице имеет вид

$$\underline{H}(j\omega) = \{1 + jQ_p[(\omega^2 - \omega_p^2)/\omega_p^2]\}^{-1}$$

или

$$H(\omega) = \{1 + Q_p^2[(\omega^2 - \omega_p^2)/\omega_p^2]^2\}^{-1/2}.$$

При $H(\omega) = 1/\sqrt{2}$ получим

$$\omega_{1p} = \omega_p \sqrt{1 - Q_p^{-1}}; \quad \omega_{2p} = \omega_p \sqrt{1 + Q_p^{-1}}$$

или

$$Q_p = 2\omega_p^2 / (\omega_{1p}^2 - \omega_{2p}^2). \quad (13)$$

При симметричной резонансной кривой, т. е. при $\omega_p - \omega_{1p} = \omega_{2p} - \omega_p$ получим равенство

$$Q_p = \omega_p / (\omega_{2p} - \omega_{1p}) = \omega_p / (2\Delta\omega),$$

которое выполняется при $Q_p \gg 1$. Параметр $2\Delta\omega$ называют полосой пропускания или шириной резонансной характеристики резонансного контура по уровню «половинной мощности».

Рассмотрим смысл условия $d/2k_{CB} \ll 1$, использованного при выводе соотношения для комплексных частот связи (8). Для этого оценим величину, называемую фактором связи:

$$\frac{2k_{CB}}{d} = \frac{2Q_{01}Q_{02}}{Q_{01} + Q_{02}} k_{CB} = Q_3 k_{CB} = k_\Phi \gg 1. \quad (14)$$

Здесь $k_\Phi = 1$ определяют как параметр «критической связи», а при $k_\Phi > 1$ связь называют «бóльшей критической», при которой форма резонансной кривой системы связанных контуров становится «двугорбой» (с выраженными частотами связи). При $k_\Phi \gg 1$ связь можно назвать сильной и это фактически означает, что ширина резонансной кривой $2\Delta\omega_{CB}$ на частоте связи много меньше, чем разность частот связи, а именно, $2\Delta\omega_{CB} = \omega_0/Q_3 \ll \omega_1 - \omega_2 \approx \omega_0 k_{CB}$.

Свойства системы в схемном представлении. Далее целесообразно вместо МР и ДР использовать эквивалентные R-, L-, C-схемы замещения, что распространено при анализе СВЧ-устройств [13, 14]. Связи RLC-контуров опишем с помощью индуктивной связи. Это обусловлено тем, что ДР, возбуждаемые на низшем $H_{11\delta}$ ($H_{10\delta}$) колебании, максимально связаны с электродинамическими системами в пучности магнитного поля [12], так как токи поляризации низших колебаний ДР имеют вид замкнутых линий (окружностей). Схема, эквивалентная рассматриваемой системе МР-ДР (см. рис. 1, б), приведена на рис. 2. Эквивалентная схема МР имеет вид параллельного резонансного контура $R_1 L_1 C_1$, который с помощью идеального трансформатора

с коэффициентом трансформации n связан с линией передачи с волновым сопротивлением Z_B . ДР заменён параллельным резонансным контуром $R_2 L_2 C_2$. Связь между МР и ДР индуктивная, с взаимной индуктивностью M , коэффициент связи при этом определяется соотношением $k_{CB} = M/\sqrt{L_1 L_2}$. При рассмотрении этой системы введём обозначения параметров МР и ДР ($i=1,2$, индексы 1, 2 относятся к МР и ДР соответственно):

$$\omega_{0i} = \frac{1}{\sqrt{L_i C_i}}; Q_{0i} = \frac{R_i}{\omega_{0i} L_i} = \frac{R_i}{\sqrt{L_i C_i^{-1}}}; \xi_i = Q_{0i} \left(\frac{\omega}{\omega_{0i}} - \frac{\omega_{0i}}{\omega} \right)$$

– резонансная частота, собственная добротность и обобщённая расстройка соответственно. Коэффициент отражения S_{11} в рассматриваемой системе в сечении 1–1' запишем в виде

$$S_{11} = \frac{Z_H - Z_B}{Z_H + Z_B} = -1 + \frac{2}{1 + Z_B Y_H} = -1 + \frac{2}{1 + Z_B n^2 Y_K}; \quad (15)$$

$$Z_H = \frac{U_H}{I_H} = \frac{1}{n^2} \frac{U_1}{I_1} = \frac{1}{n^2} Z_K = \frac{1}{n^2 Y_K} = \frac{1}{Y_H};$$

где Y_K – входная проводимость связанных контуров; Z_H , Y_H – соответственно сопротивление и проводимость нагрузки линии.

Предварительно рассмотрим собственные характеристики связанных контуров, записав уравнения Кирхгофа для этой системы (см. рис. 2):

$$\begin{cases} \underline{U}_1(1 + Y_1/Y_{L1}) + \underline{U}_2(Z_M Y_2) = 0; \\ \underline{U}_1(Z_M Y_1) + \underline{U}_2(1 + Y_2/Y_{L2}) = 0; \end{cases} \quad (16)$$

$$Y_{1,2} = R_{1,2}^{-1} + j\omega C_{1,2}; Y_{L1,2} = (j\omega L_{1,2})^{-1}; Z_M = j\omega M.$$

Собственные частоты найдём из условия равенства нулю детерминанта системы (16):

$$(1 + Y_1/Y_{L1})(1 + Y_2/Y_{L2}) - Z_M^2 Y_1 Y_2 = 0$$

или

$$(1 + j\xi_1)(1 + j\xi_2) = k_{CB}^2 \left(1 + j\frac{\omega}{\omega_{01}} Q_{01} \right) \left(1 + j\frac{\omega}{\omega_{02}} Q_{02} \right). \quad (17)$$

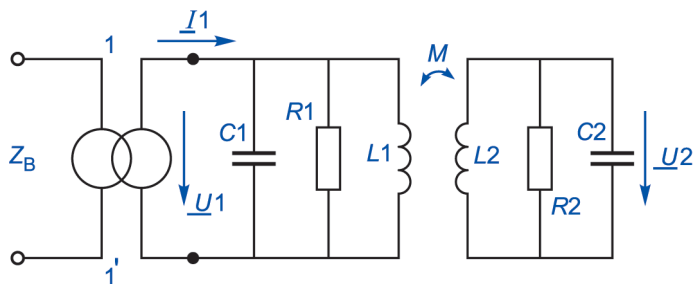


Рис. 2. Эквивалентная схема связанной системы МР-ДР с применением идеального трансформатора

Fig. 2. Equivalent circuit of the considered system using an ideal transformer

Полученное выражение (17) эквивалентно аналогичному выражению (3) для связанной системы МР-ДР. Отличаются (чрезвычайно незначительно при $\omega \approx \omega_{01}$ и $\omega \approx \omega_{02}$) только обобщённые расстройки ξ_1, ξ_2 . Для случая $\omega_0 = \omega_{01} = \omega_{02}$ и при условиях

$$\left. \begin{aligned} k_{CB} &\ll 1; \\ Q_{01}, Q_{02} &\gg 1; \\ k_{\phi 1, \phi 2} = Q_{01, 02} k_{CB} &\gg 1 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

из выражения (17) найдём комплексные частоты связи $\omega_{1,2} = \omega'_{1,2} + j\omega''_{1,2}$:

$$\omega'_{1,2} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm k_{CB}}} \approx \omega_0 \left(1 \mp \frac{k_{CB}}{2} \right); \quad (19)$$

$$\omega''_{1,2} = \omega_0 / (2Q_{\text{эфф}}). \quad (20)$$

Из выражений (19), (20), как и ранее из (12), можно получить добротность резонансных кривых на частотах связи

$$Q_{1,2} = \frac{\omega'_{1,2}}{2\omega''_{1,2}} = \frac{Q_{\text{эфф}}}{\sqrt{1 \pm k_{CB}}} \approx \frac{Q_{\text{эфф}}}{(1 \pm k_{CB}/2)}. \quad (21)$$

Из формулы (21) найдём добротность

$$Q_{\text{эфф}} = \sqrt{2Q_1 Q_2 / (Q_1 + Q_2)} \approx (Q_1 + Q_2)/2. \quad (22)$$

Проанализируем частотную зависимость коэффициента отражения S_{11} , определённого формулой (15). Из (15) следует, что достаточно проанализировать частотную зависимость входной проводимости Y_K связанных контуров и пренебречь частотной зависимостью волнового сопротивления Z_B и коэффициента связи МР с линией передачи, что справедливо при $k_{CB} \ll 1$. При $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$ получим

$$\begin{aligned} Y_K(j\omega) &= \frac{I_1}{\underline{U}_1} = \frac{1}{R_1} + j\omega C + \left[j\omega L_1 + \frac{(\omega M)^2}{j\omega L_2 + R_2(1 + j\omega R_2 C_2)^{-1}} \right]^{-1} = \\ &= \frac{1}{R_1} \left\{ 1 + Q_{01} Q_{02} \left[Q_{02}^2 \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 - k_{CB}^2) - 1 \right)^2 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 - k_{CB}^2)^2 \right]^{-1} \times \right. \\ &\times (k_{CB}^2 - 2) + j\frac{\omega}{\omega_0} Q_{01} \left[1 - \left[\frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 - k_{CB}^2) - 1 \right] \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) - 1 + k_{CB}^2 \right] \times \\ &\times \left. \left[\frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 - k_{CB}^2) - 1 \right]^2 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{1 - k_{CB}^2}{Q_{02}^2} \right]^{-1} \Bigg\} = G_K(\omega) + jB_K(\omega), \quad (23) \end{aligned}$$

где G_K, B_K – действительная и мнимая части проводимости.

Частоты связи $\omega_{1,2}$ находят с учётом равенства $B_K(\omega) = 0$, что при выполнении условий (18) приводит к уравнению

$$\left[\frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 - k_{CB}^2) - 1 \right] - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 - 1 \right] = 0, \quad (24)$$

решение которого совпадает с (19).

Вблизи частот связи $\omega \approx \omega_{1,2}$ и с учётом условий для обобщённых расстройек $\xi_1^2 = Q_{01}^2 k_{св}^2 (\omega/\omega_0)^2 \gg 1$; $\xi_2^2 = Q_{02}^2 k_{св}^2 (\omega/\omega_0)^2 \gg 1$ выражение (23) можно преобразовать к виду

$$Y_k(j\omega) = \frac{1}{R_1} \left(1 + \frac{Q_{01}}{Q_{02}} \right) \left[1 + j \frac{Q_{эфф}}{\sqrt{1 \pm k_{св}}} \left(\frac{\omega}{\omega_{1,2}} - \frac{\omega_{1,2}}{\omega} \right) \right]. \quad (25)$$

Выражение (25) эквивалентно соответствующему выражению для одиночного параллельного RLC-контура при $R^{-1} = R_1^{-1}(1 + Q_{01}/Q_{02})$, добротности $Q_{1,2} = Q_{эфф}/\sqrt{1 \pm k_{св}}$ и резонансной частоте $\omega_{1,2} = \omega_0/\sqrt{1 \pm k_{св}}$.

Проведено численное сравнение выражений (23) и (25) вблизи частот связи для различных значений Q_{01} , Q_{02} , $k_{св}$, удовлетворяющих условиям (18). При $k_{ф1} \geq 50$ и $k_{ф2} \geq 50$ относительная погрешность – различие данных, полученных по точной (25) и приближённой (23) формулам, в полосе $2\Delta\omega_{св}$ вблизи частот связи составляет менее 10^{-4} .

Алгоритм определения добротности диэлектрического резонатора. Рассмотрим алгоритм определения добротности ДР на примере системы МР-ДР, изображённой на рис. 3. ДР размещается в узле электрического поля МР (например, при H_{102} или H_{104} колебаниях МР – в центре резонатора). ДР возбуждается на низших колебаниях $H_{11\delta}$ или $H_{10\delta}$ соответственно для прямоугольного или дискового ДР.

Добротность Q_{01} МР определяют при $k_{св} = 0$ (это достигается поворотом ДР в положение $\varphi = 90^\circ$) по частотной резонансной характеристике модуля коэффициента отражения $S_{11}(\omega)$. При этом по значению $S_{11}(\omega = \omega_{01}) = S_{11p}$ на резонансной частоте определяется коэффициент β связи МР с волноводом, а по ширине резонансной кривой по уровню «половинной мощности» этой частотной зависимости определяется нагруженная добротность Q_H . Коэффициент связи $\beta = (1 + S_{11p})/(1 - S_{11p})$ и $\beta = (1 - S_{11p})/(1 + S_{11p})$ при $\beta \geq 1$ и $\beta \leq 1$ соответственно. Тогда добротность МР $Q_{01} = Q_H(1 + \beta)$.

Затем устанавливают конечное значение коэффициента связи $k_{св}$ в пределах $0 - 0,01$ при равенстве резонансных частот МР и ДР ($\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$). Указанное равенство частот контролируется по равенству уровней затухания на частотах связи $S_{11}(\omega_1) = S_{11}(\omega_2)$, которое определяется соотношением (25).

Собственные добротности связанной системы Q_1 , Q_2 на частотах связи ω_1 , ω_2 определяется по нагруженной добротности и коэффициенту связи на частотах связи. Далее по формуле (22) определяется $Q_{эфф}$ и из выражения (20) рассчитывается добротность ДР:

$$Q_{02} = Q_{01} Q_{эфф} / (2Q_{01} - Q_{эфф}). \quad (26)$$

Рассмотренный алгоритм связан только с измерением добротностей, а значит с измерением частот и затуханий на резонансных частотах и не требует создания эталонных МР. Современные цифровые анализаторы цепей позволяют проводить такие измерения с высокой точностью [15].

Необходимое условие реализации алгоритма $Q_{01,02} k_{св} \gg 1$ просто реализуется для рассматриваемых медных МР и высокодобротных ДР.

Для системы, изображённой на рис. 3, проведено численное моделирование алгоритма. Модельный ДР выполнен в виде диска радиусом $R = 2,45$ мм и толщиной $2h = 2,4$ мм из изотропного диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 40$. Резонансная частота низших колебаний $H_{10\delta}$ такого ДР $f_{02} \approx 10$ ГГц. МР выполнен из меди и имеет размеры $A \times B \times L = 28,0 \times 12,0 \times 71,715$ мм при $f_{01} \approx 10$ ГГц для колебания H_{104} . В такой системе $k_{св} = 0,0783$ при $\varphi = 83^\circ$. Результаты численного моделирования для различных значений $Q_0 = (\text{tg} \delta)^{-1}$ материала ДР приведены в табл. 1.

Добротность ДР Q_{02} в рассматриваемой экранированной системе может быть как больше, так и меньше Q_0 . Это связано, как указано ранее, с внешними собственными полями ДР и с дополнительными потерями в металлических стенках системы. Поскольку добротность резонатора определяется отношением запасённой энергии W_3 к мощности потерь P на резонансной частоте ω_0 , то в рассматриваемом случае, разбив поле ДР на внутреннее в диэлектрике и наружное, можно записать

$$Q_{02} = \frac{\omega_0 W_3}{P} = \frac{\omega_0 W_{3, \text{внт}} + \omega_0 W_{3, \text{внш}}}{P_{\text{внт}} + P_{\text{внш}}}. \quad (27)$$

Здесь запасённая энергия $W_{3, \text{внт}}$ и потери в материале $P_{\text{внт}}$ внутри ДР определяются внутренними полями ДР, а запасённая энергия $W_{3, \text{внш}}$ и потери $P_{\text{внш}}$ в металле стенок определяются внешними полями ДР. Введём обозначение $K_P = P_{\text{внш}}/P_{\text{внт}}$ и из формулы (27) получим добротность ДР

$$Q_{02} = Q_{\text{внт}} \left(\frac{1 + K_P Q_{\text{внш}}/Q_{\text{внт}}}{1 + K_P} \right) = Q_0 \left(\frac{1 + K_P Q_{\text{внш}}/Q_0}{1 + K_P} \right), \quad (28)$$

где $Q_{\text{внш}}$, $Q_{\text{внт}}$ – соответственно «внешняя» и «внутренняя» добротности ДР; $Q_{\text{внт}} = Q_0 = (\text{tg} \delta)^{-1}$.

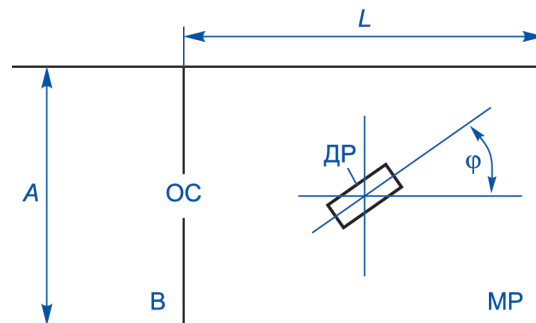


Рис. 3. Схема конструкции измерительной системы; обозначения те же, что на рис. 1

Fig. 3. Schematic design of the measuring system; the symbols are the same as in Fig. 1

Таблица 1

Результаты численного моделирования характеристик связанной системы при различных Q_0

Q_0	Q_{01}	$Q_{эфф}$	Q_{02}
5000	11910	7540	5517
10000	12134	11206	10410
15000	12160	13131	14270
20000	12206	14466	17762

Из равенства (28) можно вывести следующие условия:

если $Q_{\text{внш}}/Q_0 > 1$, то $Q_{02} > Q_0$;

если $Q_{\text{внш}}/Q_0 = 1$, то $Q_{02} = Q_0$;

если $Q_{\text{внш}}/Q_0 < 1$, то $Q_{02} < Q_0$.

Эффективная собственная добротность ДР Q_{02} в данной экранированной системе зависит от параметров ДР и экрана, а также от их взаимного расположения. Аналогичный эффект наблюдается и при измерении добротности ДР в волноводе.

Анализ показателей точности оценки значений добротности ДР. Оценка показателя точности (погрешности) определения эффективной добротности открытого диэлектрического резонатора в экранируемой полости, частным случаем которой является конструкция, показанная на рис. 3, основана на анализе погрешности расчёта эффективной добротности ДР Q_{02} по формуле (26).

Расчётный параметр $Q_{\text{эфф}}$ связан с добротностями частот связи системы формулой (22) и примерно равен

$$Q_{\text{эфф}} \approx Q_1 \approx Q_2 = Q_{1,2}. \quad (29)$$

Связь относительной погрешности δQ_{02} с относительными погрешностями δQ_{01} , $\delta Q_{\text{эфф}}$ соответственно собственной добротности МР и расчётного параметра $Q_{\text{эфф}}$ выразим формулой

$$\begin{aligned} \delta Q_{02} &= \frac{\delta Q_{01}}{(2Q_{01}/Q_{\text{эфф}} - 1)} + \frac{\delta Q_{\text{эфф}}}{(1 - Q_{\text{эфф}}/[2Q_{01}])} \approx \\ &\approx \frac{\delta Q_{01}}{(2Q_{01}/Q_{1,2} - 1)} + \frac{\delta Q_{1,2}}{(1 - Q_{1,2}/[2Q_{01}])}. \end{aligned} \quad (30)$$

Характеристики $Q_{1,2}$ частот связи частотной кривой связанной системы в общем виде опишем выражением

$$Q_p = \frac{\omega_p}{\omega_{2p} - \omega_{1p}} = \frac{\omega_p}{2\Delta\omega}. \quad (31)$$

Из формулы (31) найдём относительную погрешность определения характеристики $Q_{1,2}$ частот связи частотной кривой связанной системы:

$$\delta Q_{1,2} \approx \delta\omega_p + \delta(2\Delta\omega) \approx 3\delta\omega_p.$$

Относительная погрешность $\delta\omega_p \approx \delta f_p$ даже для аналоговых анализаторов цепей в диапазоне частот 10 ГГц не превышает значений 10^{-3} , а для цифровых современных приборов в узком диапазоне сканирования реализуется в пределах 10^{-4} .

Таблица 2

Зависимость расчётного параметра $Q_{\text{эфф}}$ от модуля коэффициента отражения S_{11} на частотах связи f_1, f_2

S_{11} (при f_1), дБ	S_{11} (при f_2), дБ	f_1 , ГГц	f_2 , ГГц	Q_1	Q_2	$Q_{\text{эфф}}$
-2,6941	-2,7013	9,4981	9,5835	11292	11220	11256
-2,5307	-3,0885	9,5048	9,5905	11230	11314	11272

При этом погрешность измерения $Q_{1,2}$ обусловлена неопределённостью алгоритма определения кривых частот связи, основанного на равенстве их коэффициентов затухания или равенстве отстроек их резонансных частот (в процессе регулирования их связи) относительно собственной резонансной частоты МР или ДР. При этом резонансные частоты МР и ДР предполагаются равными в пределах погрешности установки частот анализатора цепей, т. е. в пределах 10^{-4} . Погрешность установки уровней сигналов по оси абсцисс в цифровых анализаторах цепей в зависимости от диапазона сканирования может составить менее 0,1 дБ, а погрешность регулировки связи МР-ДР определяется возможностями системы регулировки угла поворота образца ДР (см. рис. 3).

Методами математического моделирования оценены возможные отклонения значений $Q_{1,2}$. Установлено, что при реальных погрешностях формирования частотных кривых связанной системы относительная погрешность $\delta Q_{1,2}$ (см. формулу (30)) не превысит десятых долей процента. В табл. 2 представлены результаты анализа влияния различия значений модуля коэффициента отражения S_{11} на частотах связи 1, 2 на расчётный параметр $Q_{\text{эфф}} = Q_{1,2}$ при параметрах ДР $\varepsilon_r = 30$; $(\text{tg} \delta)^{-1} = 10000$.

Собственная добротность Q_{01} является интегральной характеристикой МР, определяемой вариацией размеров полости, включением («телом» ДР) и его электрофизическими свойствами. Неопределённость собственной добротности МР учитывается интегральной характеристикой и не сказывается на результатах применения алгоритма определения эффективной собственной добротности ДР. Относительная погрешность δQ_{01} измерения собственной добротности МР определяется двумя факторами. Первый из них связан с относительной «случайной» погрешностью измерения частоты (см. выводы из формулы (31)), а второй (при фиксированном МР) обусловлен неопределённостью воздействия на резонансную частоту МР «тела» ДР и вариацией его ориентации (при изменении угла φ , см. рис. 3).

Напомним, что измерение собственной добротности МР проводится в режиме отсутствия электромагнитной связи МР и ДР. Отсутствие электромагнитной связи МР-ДР может быть реализовано на практике тремя способами: отсутствием ДР в МР; отсутствием связи между МР и ДР (в случае нахождения ДР внутри МР), достигаемого выбором положения и ориентации образца ДР в МР; в результате принудительной расстройки собственных резонансных частот резонаторов. Оценим указанные способы с применением математических моделей.

Влияние на собственную добротность МР образца ДР (см. рис. 3) при $\varphi = 90^\circ$, т. е. в отсутствие связи, иллюстрирует табл. 3., где Q_{01}^* , Q_{01}^{**} – собственные добротности МР соответственно в случаях отсутствия и присутствия ДР. В табл. 3 размеры МР и их собственные добротности без ДР отличны за счёт применяемых настроек и не влияют на результат исследований. Относительные отклонения добротности МР, связанные с присутствием ДР, при нулевой связи не превышают единиц процента в широком диапазоне изменений характеристик материала ДР.

Таблица 3

Относительные отклонения добротности МР, связанные с присутствием ДР, при нулевой связи

ε_r	Q_0	Q_{01}^*	Q_{01}^{**}	$\delta Q, \%$
30	5000	12119	11866	2,110
	10000	12119	12182	0,519
	15000	12119	12286	1,370
	20000	12119	12339	1,800
40	5000	12329	12633	2,440
	10000	12329	12865	4,460
	15000	12329	12945	4,870
	20000	12329	12984	5,180
60	5000	12344	12079	2,170
	10000	12344	12161	1,490
	15000	12344	12170	1,420
	20000	12344	12169	1,430
80	5000	12641	12639	0,0158
	10000	12641	12730	0,702
	15000	12641	12763	0,961
	20000	12641	12781	1,100

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (уникальный идентификатор: RFMEFI60719X0324).

Список литературы

1. Ненашева Е. А. Состояние и перспективы развития изделий из микроволновой керамики для отечественной СВЧ аппаратуры // Электронная промышленность. 2014. № 2. С. 84–91.
2. Редозубов С. С. Исследование электрофизических свойств керамических материалов на основе титанов, танталов и ниобатов щелочноземельных элементов для применения в СВЧ-электронике: автореф. дисс. канд. техн. наук. (ОАО «НИИ «Гириконд», Санкт-Петербург, 2015).
3. Коломин В. М., Рыбкин В. Н., Иовдальский В. А., Соколов И. А. Диэлектрические резонаторы для изделий электронной техники СВЧ-диапазона: Учебное пособие / под ред. С. В. Щербакова. М.: КУРС, 2021. 150 с.
4. Алексейчик Л. В., Геворкян В. М., Казанцев Ю. А., Краюшкин В. В. Расчёт линии передачи с диэлектрическими резонаторами при учете ближнего поля // Электронная техника, Электроника СВЧ. 1979. № 8. С. 15–27.
5. Zhou L., Yin W. Y., Wang J., Wu L. S., Dielectric resonators with high q-factor for tunable low phase noise oscillators, *IEEE Trans. on CPMT*, 2013, vol. 3, no. 6, pp. 1008–1015.
6. Працюк Б. Б., Прокопенко Ю. В., Поплавко Ю. М. Коэффициент связи составного диэлектрического резонатора с прямоугольным волноводом // Электроника и связь. 2011. № 3. С. 60–63.
7. Егоров В. Н. Характеристики резонаторов сверхвысоких частот с нерезонансным просачиванием мощности // Известия вузов. Радиофизика. 2010. Том LIII. № 8. С. 493–503.
8. Давидович М. В. Диэлектрические резонаторы: интегральные и интегро-дифференциальные уравнения // Известия Саратовского университета. 2008. Т. 8. Сер. Физика. № 1. С. 3–14.

При модельном исследовании зависимости собственной добротности МР от ориентации образца ДР в МР согласно рис. 3 установлено, что в процессе измерения кривых частот связи системы изменение в небольших пределах положения образца ДР (для ДР и материала с $\varepsilon_r = 40$ ось симметрии «тела» ДР поворачивается на угол 5–7°) влияет на относительное изменение собственной резонансной частоты и добротность МР в пределах 10^{-4} и 10 % соответственно. Моделирование проведено при некотором изменении размеров ДР, необходимом для отстройки его резонансной частоты от частоты МР, практически исключающей их взаимную связь.

Согласно данным о добротностях системы МР-ДР (см. табл. 1) относительная погрешность эффективной собственной добротности ДР в соответствии с формулой (30) с применением предложенного алгоритма составляет 7; 13; 18 и 22 % для Q_0 , равной соответственно 5000; 10000; 15000 и 20000. При этом согласно табл. 1 эффективная добротность ДР Q_{02} в экранированной полости отличается от Q_0 соответственно на 10,3; 4,0; 4,8 и 11,9 %. Таким образом, систематическая погрешность измерения добротности при данном алгоритме определения добротности ДР, обусловленная измерением собственной добротности МР, превалирует над остальными случайными факторами погрешности измерений.

Кроме того, можно заметить, что при полученных значениях погрешности измерений предложенный алгоритм приемлем для оценки не только эффективной собственной добротности ДР в экранирующей полости, но и для оценки тангенса угла диэлектрических потерь материала ДР. Этот вывод следует из сравнения полученных погрешностей с погрешностями, приведёнными в ГОСТ Р 8.623-2015 «Относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь твёрдых диэлектриков».

Заключение. Измерение добротности ДР – этап рационального применения этого элемента СВЧ-цепей при построении устройств различного функционального назначения. Причём практический интерес разработчиков СВЧ-устройств, как правило, связан со свойствами ДР в экранированных объёмах или линиях, ограничивающих радиационные потери. С этой точки зрения весьма актуален предложенный алгоритм измерения добротности ДР. К достоинствам предложенного способа измерения относится не только достоверное измерение абсолютных значений эффективной добротности ДР в экранированных системах, но и указание (на основе данных численного анализа) направлений коррекции селективных свойств конструкций с ДР.

Важно, что алгоритм измерения добротности высокодобротных резонаторов, построенных на диэлектриках с $\text{tg} \delta < 10^{-4}$, основан на измерении параметров связанной системы объёмных МР и ДР без повышенных требований к точности выполнения измерительных секций и качества внутренних поверхностей МР, что упрощает процесс измерения.

Проведённое численное моделирование задачи показало высокую достоверность применения рассмотренного алгоритма расчёта добротности диэлектрического резонатора на основе связанной системы с объёмным металлическим резонатором.

9. Геворкян В. М., Казанцев Ю. А., Шутов А. В. Добротность миниатюрного диэлектрического резонатора, связанного с полым металлическим резонатором СВЧ // Труды XVIII Международной научно-технической конференции «Электротехника, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты», М., Россия, 27 ноября 2020. М.: Знак, 2020. С. 246–254.

10. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Изд-во «URSS», 2017. 544 с.

11. Попов В. П. Основы теории цепей: Учеб. для вузов. Изд. 4-е, испр. М.: Высшая школа, 2003. 575 с.

12. Ильченко М. Е., Трубин А. А. Электродинамика диэлектрических резонаторов. Киев: Наукова думка, 2004. 265 с.

13. Альтман Дж. Устройства СВЧ. М.: Изд-во «Мир», 1968. 487 с.

14. Vladimir M. Gevorkyan, Yuri A. Kazantsev, Low noise oscillator based on a conventional dielectric resonator, *Microwave Journal*, 2020, vol. 63, no. 10, pp. 86–96.

15. Михаэль Хибель. Основы векторного анализа цепей / Пер. с англ. проф. С. М. Смольского под ред. Уте Филипп. М.: Издательский дом МЭИ, 2009. 500 с.

References

1. Nenasheva E. A., *Jelektronnaja promyshlennost'*, 2014, no. 2, pp. 84–91. (In Russ.)

2. Redozubov S. S., Extended abstract of candidate's dissertation in Technical Sciences (JSC "Research Institute" Girikond", St. Petersburg, 2015).

3. Kolomin V. M., Rybkin V. N., Iovdal'skij V. A., Sokolov I. A., *Dielektricheskie rezonatory dlja izdelij jelektronnoj tehniki SVCh-diapazona [Dielectric resonators for microwave electronics products]*, Moscow, KURS, 2021, 150 p. (In Russ.)

4. Aleksejchik L. V., Gevorkjan V. M., Kazancev Ju. A., Kra-jushkin V. V., *Jelektronnaja tehnika, Elektronika SVCh*, 1979, no. 8, pp. 15–27. (In Russ.)

5. Zhou L., Yin W. Y., Wang J., Wu L. S., Dielectric resonators with high q-factor for tunable low phase noise oscillators, *IEEE Trans. on CPMT*, 2013, vol. 3, no. 6, pp. 1008–1015.

6. Pracjuk B. B., Prokopenko Ju. V., Poplavko Ju. M. Ko-efficient svyazi sostavnogo dielektricheskogo rezonatora s pryamougol'nym volnovodom, *Jelektronika i svjaz'*, 2011, no. 3, pp. 60–63. (In Russ.)

7. Egorov V. N., Harakteristiki rezonatorov sverhvyso-kh chas-tot s nerezonansnym prosachivaniem moshchnosti, *Izvestija vu-zov, Radiofizika*, 2010, vol. 53, no. 8, pp. 493–503. (In Russ.)

8. Davidovich M. V., Dielektricheskie rezonatory: integral'nye i integro-differencial'nye uravneniya, *Izvestija Saratovskogo uni-versiteta*, 2008, vol. 8 ser. Fizika, no. 1, pp. 3–14. (In Russ.)

9. Gevorkjan V. M., Kazancev Ju. A., Shutov A. V., Dobrot-nost' miniatyurnogo dielektricheskogo rezonatora, svyazannogo s polym metallicheskim rezonatorom SVCh, *Jelektrotehnika, jelektrotehnologii, jelektrotehnicheskie materialy i komponenty, Proceedings of the XVII International Scientific and Technical Conference*, Moscow, Russia, November 27, 2020, Moscow, Znak Publ., 2020, pp. 246–254. (In Russ.)

10. Nikol'skij V. V., Nikol'skaja T. I., *Jelektrodinamika i raspros-tranenie radiovoln [Electrodynamics and radio wave propaga-tion]*, Moscow, URSS Publ., 2017, 544 p. (In Russ.)

11. Popov V. P., *Osnovy teorii cepej [Fundamentals of circuit theory]*, Moscow, Vysshaya shkola Publ., 2003, 575 p. (In Russ.)

12. Il'chenko M. E., Trubin A. A., *Jelektrodinamika dijelek-tricheskikh rezonatorov [Electrodynamics of dielectric resonators]*, Kiev, Naukova dumka Publ., 2004, 265 p. (In Russ.)

13. Jerome L. Altman., *Microwave Circuits*, Princeton, N. J., Van Nostrand, 1964, 462 p.

14. Vladimir M. Gevorkyan, Yuri A. Kazantsev, Low noise os-cillator based on a conventional dielectric resonator, *Microwave Journal*, 2020, vol. 63, no. 10, pp. 86–96.

15. Michael Hiebel, *Fundamentals of Vector Network Analy-sis*, Rohde & Schwarz, 2008, 419 p.

Статья поступила в редакцию 10.02.2021; принята к публикации 26.04.2021.

Научная статья

УДК 621.317

<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-37-43>

Основы построения мостов переменного тока с фазовым регулированием

Дмитрий Михайлович Сурду¹, Михаил Николаевич Сурду²✉

¹ Kray Technologies Inc., Киев, Республика Украина, lanceoflife@gmail.com

² Академия метрологии Украины, Киев, Республика Украина, Michaelsurdu1941@gmail.com✉

Аннотация. Приведён обзор мостов переменного тока. Рассмотрена проблема отсутствия высокоточных малогабаритных мостов переменного тока. Предложен метод построения мостов переменного тока, в которых уравнивание в широком диапазоне измерения производится регулировкой только фаз совокупности кардинальных сигналов уравнивания. Определены оптимальная структура и алгоритмы управления кардинальными сигналами в процессе уравнивания моста. Показано, что применение предложенного метода построения мостов позволяет создать малогабаритные прецизионные измерительные приборы, а также полностью интегрированные устройства для прецизионного измерения параметров импеданса. Описаны универсальные мосты переменного тока с фазовым регулированием, алгоритмы их уравнивания и калибровки.

Ключевые слова: измерение, импеданс, фазовое регулирование, калибровка, неопределённость, коэффициент передачи

Для цитирования: Сурду Д. М., Сурду М. Н. Основы построения мостов переменного тока с фазовым регулированием // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 37–43. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-37-43>

Basis of the phase controlled AC bridges

Dmytro M. Surdu¹, Michael N. Surdu²✉

¹ Kray Technologies Inc., Kiev, Ukraine, lanceoflife@gmail.com

² Academy of Metrology of Ukraine, Kiev, Ukraine, Michaelsurdu1941@gmail.com✉

Abstract. This work describes the new approach to the improving of the accuracy of the bridge impedance measurements. By this approach the bridge balance in wide impedance range uses the control of the phases of the aggregate of the cardinal signals only. The optimal structure and algorithm of the control of this aggregate of the cardinal signals is determined. Using this approach accurate impedance meters with low size and price could be developed. In the limit, this approach gets us possibility to develop fully integrated impedance meters. Report shortly describes universal impedance meters with phase control, their balance and calibration algorithms.

Keywords: measurement, impedance, phase control, uncertainty, transfer coefficient, calibration

Введение. В настоящее время для определения параметров импеданса существует множество методов измерения. Наибольшая точность измерения импеданса достигнута при использовании мостов переменного тока (МПТ). Четырёхплечие и трансформаторные МПТ обеспечивают высокую точность измерения, однако имеют большие массогабаритные размеры и обладают сравнительно узким частотным диапазоном [1–4]. С конца 1970-х гг. на базе цифро-аналоговых преобразователей создавали малогабаритные цифровые генераторы (direct digital synthesis, DDS) [5, 6], а в последующие годы – разнообразные МПТ, точность которых не очень высока [7].

В последнее десятилетие в МПТ для точного измерения параметров импеданса [8, 9] используют прецизионные генераторы DDS, построенные на эффекте Джозефсона [10]. Такие МПТ потенциально обладают очень высокой точностью, однако необходимость применения эффекта сверхпроводимости

существенно затрудняет создание малогабаритной, дешёвой измерительной аппаратуры на их основе.

В МПТ всех перечисленных типов для уравнивания моста служит источник регулируемого по модулю напряжения (или его эквивалент). Сложность такого источника в основном и определяет технико-экономические показатели МПТ.

Цель настоящей работы – повышение точности измерителя импеданса при малых массогабаритных размерах с использованием метода регулировки модуля сигнала уравнивания МПТ в широком диапазоне значений. Метод основан на регулировке только фаз кардинальных уравнивающих сигналов.

Оптимизация системы кардинальных напряжений. Рассмотрим возможность изменения модуля напряжения путём изменения только фаз совокупности источников напряжения. Заметим, что нельзя изменять модуль отдельно взятого напряжения при изменении его частоты ω или фазы φ . По-

этому рассмотрим суммарное синусоидальное напряжение U_{Σ} , представляющее собой сумму k отдельных когерентных синусоидальных напряжений U_i одной и той же частоты ω с модулем U_{mi} и фазой φ_i :

$$U_{\Sigma} = \sum_{i=1}^k U_i = \sum_{i=1}^k U_{mi} \sin(\omega t + \varphi_i). \quad (1)$$

Пусть модули U_{mi} составляющих суммарного напряжения U_{Σ} в (1) являются неизменяемыми константами и не подлежат регулировке. Очевидно, что можно изменять модуль суммарного напряжения U_{Σ} , изменяя только фазы φ_i составляющих синусоидальных напряжений U_i . Чтобы создать суммарное напряжение U_{Σ} с требуемым модулем необходимо, чтобы сумма модулей напряжений U_{mi} в (1) была больше необходимого модуля $U_{m\Sigma}$ суммарного сигнала.

В настоящее время цифровые DDS-генераторы синусоидального напряжения с регулируемой фазой основаны на широтно-импульсной модуляции либо на кусочно-линейной аппроксимации. Такие DDS-генераторы могут генерировать напряжения в соответствии с уравнением (1). Погрешность изменения фазы в DDS-генераторе определяется только тепловыми шумами, которые в области звуковых частот могут составлять менее 10^{-8} . Поэтому с использованием DDS-генератора можно уравновесить мост по двум параметрам в широком диапазоне модулей и фаз импеданса с высокой точностью, изменяя только фазы отдельных составляющих суммарного сигнала.

Уравнение (1) не определяет ни количества k необходимых DDS-генераторов, ни алгоритма управления ими. Для ответа на эти вопросы рассмотрим два случая – с чётным и нечётным числом k источников напряжения.

Пусть число k – чётное. Разделим всю сумму k источников напряжения на $k/2$ пар. Тогда уравнение (1) примет вид

$$U_{\Sigma} = \sum_{j=1}^{k/2} U_{m\Sigma j} \sin(\omega t + \varphi_{\Sigma j}) = \sum_{j=1}^{k/2} [U_{m1j} \sin(\omega t + \varphi_{1j}) + U_{m2j} \sin(\omega t + \varphi_{2j})], \quad (2)$$

где U_{m1j} , U_{m2j} , φ_{1j} , φ_{2j} – модули и фазы j -й пары напряжений.

Модуль $U_{m\Sigma j}$ и фазу $\varphi_{\Sigma j}$ напряжения $U_{\Sigma j}$ определяют по формулам [11]:

$$\left. \begin{aligned} U_{m\Sigma j} &= \sqrt{U_{m1j}^2 + U_{m2j}^2 + 2U_{m1j}U_{m2j}\cos(\varphi_{1j} - \varphi_{2j})}; \\ \operatorname{tg} \varphi_{\Sigma j} &= \frac{U_{m1j} \sin \varphi_{1j} + U_{m2j} \sin \varphi_{2j}}{U_{m1j} \cos \varphi_{1j} + U_{m2j} \cos \varphi_{2j}}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Найдём оптимальные отношения модулей кардинальных напряжений U_{m1j} , U_{m2j} и определим алгоритмы управления их фазами. Обозначим разность фаз пары этих напряжений как $\varphi_{1j} - \varphi_{2j} = 2\Psi_j$. Разделим пополам угол $2\Psi_j$ между векторами этих напряжений и совместим биссектрису с осью ординат. Тогда справедливы равенства

$$\varphi_{1j} = -\Psi_j; \quad \varphi_{2j} = \Psi_j.$$

Введём обозначение $r = U_{m1j}/U_{m2j}$ и преобразуем уравнения (3) к виду

$$\left. \begin{aligned} U_{m\Sigma j} &= U_{m1j} \sqrt{1 + r^2 + 2r \cos 2\Psi_j}; \\ \operatorname{tg} \varphi_{\Sigma j} &= \frac{\sin \Psi_{1j} + r \sin \Psi_{2j}}{\cos \Psi_{1j} + r \cos \Psi_{2j}}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Вектор напряжения или тока часто называют фазором. Для краткости изложения распространим этот термин и на устройство, генерирующее напряжение или ток по уравнениям (3), (4). Уравнения (4) определяют зависимость напряжения фазора от отношения r модулей кардинальных сигналов и разности $2\Psi_j$ их фаз. Наложим на эти величины два ограничения.

Первое ограничение. Суммарное напряжение $U_{m\Sigma j}$ является нелинейной функцией разности фаз $2\Psi_j$. Поэтому чувствительность $\Delta U_{m\Sigma j}$ напряжения к изменению разности $\Delta \Psi$ фаз непостоянна в динамическом диапазоне изменений $U_{m\Sigma j}$:

$$\begin{aligned} \Delta U_{m\Sigma j} &= \left(U_{m1j} \sqrt{1 + r^2 + 2r \cos 2\Psi_j} \right)' \Delta \Psi = \\ &= -U_{m1j} r \Delta \Psi \sin 2\Psi_j / \sqrt{1 + r^2 + 2r \cos 2\Psi_j}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из (5) следует, что чувствительность $\Delta U_{m\Sigma j}$ преобразования изменяется в диапазоне регулирования приблизительно по синусоидальному закону от относительной единицы до нуля. Очевидно, что уравнивание моста при таких колебаниях чувствительности невозможно. Поэтому ограничим диапазон изменения угла Ψ_j :

$$\pi/4 \leq \Psi_j \leq 3\pi/4.$$

Тогда диапазон регулирования незначительно (в $\sqrt{2}$ раз) уменьшится, а колебания чувствительности преобразования в диапазоне регулирования не превысят $\sqrt{2}$. Такое изменение чувствительности уже не затруднит уравнивание моста.

Второе ограничение. Напряжения $U_{m\Sigma j}$, U_{m1j} формируются DDS-генератором с ограниченным сверху диапазоном напряжений $U_{\max}$. Поэтому все формируемые напряжения должны подчиняться ограничениям:

$$U_{m\Sigma j} \leq U_{\max}; \quad U_{m1j} \leq U_{\max}; \quad U_{m2j} \leq U_{\max},$$

т. е. все аргументы в формулах (3), (4) должны иметь конечные значения.

Эффективность преобразования фазора определяется шириной динамического диапазона воспроизводимых напряжений, обусловленной отношением r , на которое наложено ограничение $0 \leq r \leq r_{\max}$. Из системы (4) найдём динамический диапазон D фазора как отношение максимально возможного значения напряжения $U_{m\Sigma j}$ при $2\Psi_j = 0$ к его минимальному значению при $2\Psi_j = \pi$:

$$D = \frac{(U_{m\Sigma j})_{\max}}{(U_{m\Sigma j})_{\min}} = \frac{\sqrt{1 + r^2 + 2r}}{\sqrt{1 + r^2 - 2r}} = \sqrt{\frac{1 + r^2 + 2r}{1 + r^2 - 2r}}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) следует, что динамический диапазон преобразования фазора стремится к максимальному значению (бесконечности) при $r \rightarrow 1$, поэтому примем, что всегда соблюдается равенство

$$r = 1. \quad (7)$$

Равенство (7) не гарантирует, что изменение фаз кардинальных напряжений будет изменять только амплитуду выходного напряжения $U_{\Sigma j}$ фазора. Для определения закона регулирования фаз кардинальных напряжений приравняем нулю фазу выходного напряжения фазора, которая не должна изменяться при изменении фаз кардинальных напряжений:

$$\operatorname{tg} \varphi_{\Sigma j} = (\sin \Psi_{1j} + r \sin \Psi_{2j}) / (\cos \Psi_{1j} + r \cos \Psi_{2j}) = 0. \quad (8)$$

Из выражения (8) с учётом равенства (7) следует, что всегда справедливо равенство

$$\Psi_{1j} = -\Psi_{2j}. \quad (9)$$

При соблюдении условий (7), (9) законы управления амплитудой и фазой суммарного напряжения примут вид

$$\left. \begin{aligned} U_{\Sigma j} &= 2U_{M1j} \cos 2\Psi_j; \\ \Delta \varphi_{\Sigma j} &= \Delta \varphi_{1j} = \Delta \varphi_{2j}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Таким образом, регулируя только фазы двух кардинальных напряжений можно изменять в широких пределах раздельно модуль и фазу суммарного напряжения, используемого для уравнивания моста.

Пусть теперь фазор содержит $k/2$ пар DDS-генераторов, их выходные напряжения суммируются, а фазы напряжений каждой пары регулируются по закону (10). Тогда закон регулирования выходного напряжения фазора описывается уравнениями

$$\left\{ \begin{aligned} U_{\Sigma j} &= kU_{M1j} \cos 2\Psi_j; \\ \Delta \varphi_{\Sigma j} &= \Delta \varphi_{1j} = \Delta \varphi_{2j}, \end{aligned} \right.$$

т. е. модуль выходного напряжения фазора по отношению к модулю напряжения DDS возрастает в $k/2$ раз при сохранении закона регулирования фазы.

Пусть число k источников напряжения в уравнении (1) нечётное. Выделим среди всех k источников напряжения n таких источников, что $n = k - 1$. Тогда сумму k напряжений представим как

$$U_{\Sigma} = \sum_{j=1}^{n/2} (U_{1j} + U_{2j}) + U_k. \quad (11)$$

Первый член в правой части (11) представляет собой сумму пар напряжений, которые можно оптимизировать так, как описано выше. Примем, что амплитуда и фаза напряжения U_k постоянны во времени. Тогда это напряжение можно рассматривать в качестве аддитивной составляющей напряжения фазора и легко учитывать в алгоритме регулирования фазора.

Согласно уравнению (6) при $r \rightarrow 1$ ширина динамического диапазона фазора стремится к бесконечности, так как в этом случае минимальное значение суммарного напряжения U_{Σ} стремится к нулю. На практике это минимальное значение U_{Σ} ограничивают несколько факторов: неидеальность равенства кардинальных напряжений $U_{M1j} \neq U_{M2j}$; шумы дискретизации DDS-генератора; уровень шумов на выходе фазора.

Неравенство кардинальных напряжений приводит к смещению нуля фазора, которое учитывается при калибровке. Шумы дискретизации фазора в простейшем случае определяются отношением рабочей f_0 и тактовой f_m частот DDS-генератора и могут быть относительно большими. Однако их можно уменьшить до пренебрежимо малых величин при использовании многоразрядных фазоров. Шумы на выходе фазора определяются шумами его элементов и импульсными помехами в DDS-генераторе. Этот вид помех может быть только уменьшен выбором элементов, но принципиально не может быть сведён к нулю.

Рассмотрим, как шумы DDS-генераторов трансформируются в выходной шум фазора и ограничивают его динамический диапазон. С этой целью предположим, что в каждом DDS-генераторе кроме кардинальных напряжений действуют ещё некоторые шумовые напряжения $\Delta \bar{U}_{\Sigma 1}, \Delta \bar{U}_{\Sigma 2}$. С учётом (3) запишем:

$$U_{\Sigma \Sigma} + \Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma} \approx [U_{M1}^2 + U_{M2}^2 + 2U_{M1}U_{M2} \cos \Delta \Psi + 2(U_{M1} \Delta \bar{U}_{\Sigma 1} + U_{M2} \Delta \bar{U}_{\Sigma 2}) + (U_{M1} \Delta \bar{U}_{\Sigma 2} + U_{M2} \Delta \bar{U}_{\Sigma 1}) \cos \Delta \Psi]^{1/2},$$

где $\Delta \Psi = \Psi_2 - \Psi_1$.

Тогда отношение сигнал/шум на выходе фазора выразим в виде

$$\frac{\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma}}{U_{\Sigma \Sigma}} = \frac{(r + \cos \Delta \Psi) \Delta \bar{U}_{\Sigma 1} + (1 + r \cos \Delta \Psi) \Delta \bar{U}_{\Sigma 2}}{U_{M2}(1 + r^2 + 2r \cos \Delta \Psi)}. \quad (12)$$

Предположим, что шумовые напряжения $\Delta \bar{U}_{\Sigma 1}, \Delta \bar{U}_{\Sigma 2}$ в обоих каналах не коррелированы и имеют одинаковое среднее значение $\Delta \bar{U}_{\Sigma}$, что обычно справедливо. Тогда, используя правила сложения случайных величин, из (12) получим

$$\frac{\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma}}{U_{\Sigma \Sigma}} = \frac{\Delta \bar{U}_{\Sigma}}{U_{M2}} \frac{\sqrt{(r + \cos \Delta \Psi)^2 + (1 + r \cos \Delta \Psi)^2}}{1 + 2r \cos \Delta \Psi + r^2}. \quad (13)$$

Выражение (13) позволяет определить, насколько изменилось отношение сигнал/шум $\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma} / U_{\Sigma \Sigma}$ на выходе фазора по сравнению с отношением сигнал/шум $\Delta \bar{U}_{\Sigma 2} / U_{M2}$ отдельного DDS-генератора. Из (13) следует, что минимум отношения $\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma} / U_{\Sigma \Sigma}$ достигается при $r = 1$:

$$\frac{\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma}}{U_{\Sigma \Sigma}} = \frac{\Delta \bar{U}_{\Sigma 2}}{U_{M2}} \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (14)$$

Согласно формуле (14) отношение $\Delta \bar{U}_{\Sigma \Sigma} / U_{\Sigma \Sigma}$ на выходе фазора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с отношением $\Delta \bar{U}_{\Sigma 2} / U_{M2}$ на выходах DDS-генератора.

Если в фазоре используется $k/2$ пар DDS-генераторов, то отношение сигнал/шум на выходе фазора уменьшается $\sqrt{k}$ раз.

МПТ с фазовым уравниванием. На рис. 1 приведена структурная схема МПТ, уравниваемого с помощью фазора Φ , выходное напряжение которого регулируется по законам (12). Фазор содержит два генератора $DDS1$, $DDS2$, работой которых управляет микроконтроллер $МК$. На входы этих генераторов от стабильного источника поступает постоянное напряжение U_n . Генераторы под управлением микроконтроллера генерируют кардинальные синусоидальные напряжения U_{11} , U_{21} . Амплитуды этих напряжений одинаковы, а их фазы изменяются по описанному выше алгоритму. Затем кардинальные напряжения поступают на входы сумматора напряжений Σ , который создаёт выходное напряжение фазора U_Σ . Это напряжение поступает на измеряемый импеданс Z_x . Второе плечо моста состоит из генератора $DDS0$, на вход которого поступает постоянное напряжение U_n . Выходное напряжение указанного генератора U_0 поступает на образцовую меру импеданса Z_0 . Напряжение неравновесия моста, возникающее в точке соединения импедансов Z_x , Z_0 , измеряется векторным вольтметром $ВВ$. Результаты этого измерения поступают через микроконтроллер в персональный компьютер $ПК$, где обрабатываются, а затем уравнивается мост и формируется результат измерения.

Уравнивание моста. Будем уравнивать мост вариационным методом, регулируя модуль и фазу напряжения

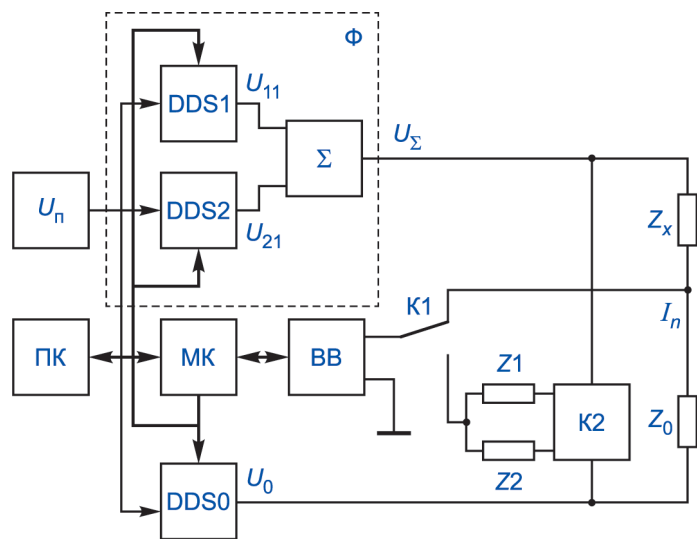


Рис. 1. Структурная схема моста переменного тока с фазовым управлением:

Φ – фазор; $МК$ – микроконтроллер; $ВВ$ – векторный вольтметр; $ПК$ – персональный компьютер; $K1$, $K2$ – коммутаторы; $DDS0$ – $DDS2$ – генераторы (синтезаторы частот); Σ – сумматор

Fig. 1. Structure of the phase controlled AC bridge:
Ph – phasor; MC – microcontroller; VV – vector voltmeter; PC – personal computer; S1, S2 – switches; DDS0–DDS2 – generators (frequency synthesizers); Σ – adder

U_Σ [12]. В соответствии с данным методом изменим модуль напряжения на величину

$$\Delta U_{\Sigma B} = U_\Sigma \cos \Delta \Psi_B \exp(-j\varphi_{\Sigma 0}),$$

где $\Delta \Psi_B$ – вариационное приращение углов Ψ .

Измерим сигнал неравновесия моста до и после вариации. Эти измерения описываются системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} U_\Sigma / Z_x - U_0 / Z_0 &= I_n Z_{np} = a_n + jb_n; \\ (U_\Sigma + \Delta U_{\Sigma B}) / Z_x - U_0 / Z_0 &= I_{n,B} Z_{np} = a_B + jb_B, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где I_n , $I_{n,B}$ – токи неравновесия моста до и после вариации; a_n , b_n и a_B , b_B – соответствующие ортогональные составляющие выходного напряжения векторного вольтметра; Z_{np} – проходной импеданс векторного вольтметра.

Представим начальное напряжение $U_{\Sigma 0}$ фазора в виде суммы напряжения $U_{\Sigma p}$ в точке равновесия моста и напряжения $\Delta U_{\Sigma 0}$ являющимся начальным расстоянием от текущего состояния моста до точки его равновесия. С учётом этого условия из системы уравнений (15) найдём $\Delta U_{\Sigma 0}$:

$$\frac{\Delta U_{\Sigma 0}}{U_{\Sigma 0}} = \sqrt{a^2 + b^2} \cos \Delta \Psi_B \exp(-j(\varphi_{\Sigma 0} + \Delta \varphi_{\Sigma 0})); \quad (16)$$

$$a = \frac{a_n(a_B - a_n) + b_n(b_B - b_n)}{(a_B - a_n)^2 + (b_B - b_n)^2},$$

$$b = \frac{b_n(a_B - a_n) + a_n(b_B - b_n)}{(a_B - a_n)^2 + (b_B - b_n)^2},$$

$$\Delta \varphi_{\Sigma 0} = \arctg(b/a).$$

Введём приращения фаз кардинальных напряжений, рассчитанных по (16), в фазор, и приведём мост в состояние равновесия. После этого вырабатываемое фазором напряжение запишем в виде

$$U_{\Sigma 1} = U_{\Sigma 0} + \Delta U_{\Sigma 0}.$$

Это значение выходного напряжения фазора используется для расчёта результата измерения в соответствии с уравнением равновесия моста.

Погрешность уравнивания моста определяется дискретностью регулировки фазы в фазоре, дискретностью и нелинейностью векторного вольтметра, а также шумами. С использованием современной элементной базы несложно построить векторный вольтметр с погрешностью от дискретности менее 10^{-5} и нелинейностью менее 10^{-4} . Тогда без учёта шумов погрешность δ_1 уравнивания моста не превысит $2 \cdot 10^{-4}$, а остаточное расстояние до точки равновесия моста составит $\Delta U_{\Sigma 1}$.

На втором этапе уравнивания моста уменьшим относительное значение вариации δU_B напряжения U_Σ до значения порядка погрешности δ_1 уравнивания МПТ на первом этапе и в такое же количество раз увеличим чувствительность векторного вольтметра. Затем повторим процедуру определения расстояния $\Delta U_{\Sigma 2}$ от текущего состояния моста до точки равновесия на втором этапе.

Полученное значение $\Delta U_{\Sigma 2}$ в зависимости от дискретности регулирования фазора можно использовать двумя способами:

ввести в фазор код управления, соответствующий напряжению $U_{\Sigma 2} = U_{\Sigma 1} + \Delta U_{\Sigma 2}$, и доуравновесить мост (если дискретность регулирования фазора меньше допустимой погрешности уравнивания моста);

выполнить простое алгебраическое суммирование напряжений $U_{\Sigma 1} + \Delta U_{\Sigma 2}$, а по полученному значению напряжения $U_{\Sigma 2}$ вычислить результат измерения (если дискретность регулирования фазора велика).

Без учёта влияния шумов погрешность δ_2 определения расстояния до точки равновесия на втором этапе определяется теми же характеристиками векторного вольтметра, что и на первом этапе. Поэтому общую погрешность δ_{Σ} уравнивания моста можно оценить как $\delta_{\Sigma} \leq \delta_1 \delta_2$. При приведённых выше характеристиках векторного вольтметра $\delta_{\Sigma} \leq 5 \cdot 10^{-8}$.

Повышение разрядности фазора. В ряде случаев дискретность регулирования фазора может быть чрезмерно большой и достигать $10^{-1} - 10^{-3}$. При этом собственно погрешность регулирования выходного напряжения фазора в соответствии с уравнениями (10) будет намного меньше дискретности регулирования фазора. Уменьшить дискретность регулирования фазора можно разными способами, опишем один из них.

В рассматриваемом случае многоразрядный фазор строится по декадному принципу. На рис. 2 приведена структура n -разрядного фазора. Каждый фазор i -го разряда состоит из двух генераторов DDS_{ai} и DDS_{bi} , входы которых подключены к источнику постоянного напряжения U_n , а выходы – к входам соответствующего разрядного сумматора Σ_i . Выходы сумматоров Σ_i подключены к дополнительным входам сумматоров Σ_{i-1} . По этим входам сумматоры Σ_{i-1} имеют весовые коэффициенты $k_1, k_2, \dots, k_i, \dots, k_n$. Если все разрядные фазоры одинаковы и формируют напряжения с одинаковой абсолютной дискретностью ΔU_d и относительной дискретностью θ , то весовые коэффициенты должны удовлетворять условиям: $k_1 = k_2 = \dots = k_n = \theta$.

Суммарное напряжение многоразрядного фазора определяется выражением

$$U_{\Sigma} = (\alpha_1 + \alpha_2 \theta + \dots + \alpha_i \theta^i + \dots + \alpha_n \theta^{n-1}) \Delta U_d,$$

где $\alpha_0, \dots, \alpha_n$ – числовые наборы фазы в фазоре соответствующего разряда.

Применение описанного построения многоразрядных фазоров связано с существенными особенностями, обусловленными нелинейной зависимостью между кодом управления и выходным напряжением фазора. Для простоты рассмотрим двухразрядный фазор.

Для обеспечения непрерывности выходного напряжения двухразрядного фазора необходимо, чтобы диапазон напряжений, генерируемых фазором второго разряда, был равен приращению напряжения между двумя соседними

дискретными точками фазора первого разряда. Приращение напряжения между двумя соседними дискретными точками фазора первого разряда $\Delta U_{\Sigma 1i} / U_{m1}$ определяется уравнением:

$$\Delta U_{\Sigma 1i} / U_{m1} = 2 \Delta \Psi_{\Sigma d} \sin(i \Delta \Psi_{\Sigma d}); \quad (17)$$

$$\Delta \Psi_{\Sigma d} = f_0 / (2f_d); \quad \pi/4 \leq i \Delta \Psi_{\Sigma d} \leq 3\pi/4.$$

В соответствии с формулой (17) при $i \Delta \Psi_{\Sigma d} = \pi/2$ будет достигаться максимальное значение $\Delta U_{\Sigma 1i} / U_{m1} = 2 \Delta \Psi_{\Sigma d}$.

Пусть фазоры первого и второго разрядов идентичны. Для обеспечения максимальной разрешающей способности примем, что максимальное напряжение фазора второго разряда, действующее на выходе сумматора Σ_1 , равно одной дискрете регулирования фазора первого разряда. Тогда коэффициент передачи k_2 по третьему входу сумматора определим как

$$k_2 2 \cos(\pi/4) = 2(\sin \Delta \Psi_{\Sigma d}); \quad k_2 = \sqrt{2} \sin \Delta \Psi_{\Sigma d}.$$

Найденное значение k_2 обеспечивает непрерывность функции преобразования двухразрядного фазора лишь в окрестности точки $i \Delta \Psi_{\Sigma d} = \pi/2$. С ростом $i \Delta \Psi_{\Sigma d}$ в первом разряде приращение $\Delta U_{\Sigma 1i} / U_{m1}$ уменьшается. Для обеспечения непрерывности регулирования во всём диапазоне напряжения первой декады ограничим диапазон регулирования фазора второго разряда по закону

$$j_{\max} \Delta \Psi_{2d} = \arcsin \sqrt{2} [\sin(i \Delta \Psi_{\Sigma d}) / \sin \Delta \Psi_{\Sigma d}],$$

где $j_{\max}$, $\Delta \Psi_{2d}$ – соответственно граничное значение и дискретность регулирования фазы в фазоре второго разряда.

При принятых ограничениях относительное значение дискретности регулирования напряжения двухразрядным фазором изменится во всем диапазоне регулирования в $\sqrt{2}$ раз, что несущественно, а дифференциальная погрешность

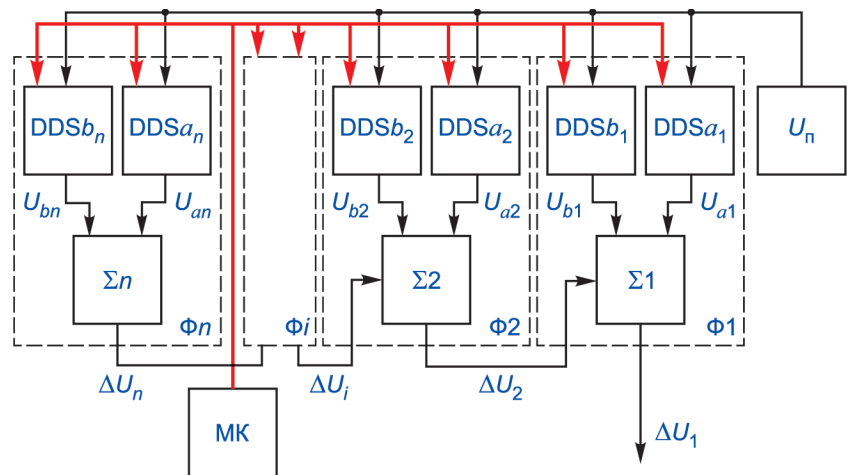


Рис. 2. Структура n -разрядного фазора; обозначения те же, что на рис. 1, фазовое управление показано красным цветом

Fig. 2. Structure of the n -decade phasor; designations are the same as in Fig. 1, phase control shown in red

двухразрядного фазора не превысит половины единицы дискретности второго разряда.

Калибровка моста. Изменения фазы выходного сигнала синтезаторов – DDS-генераторов – отслеживаются с высокой точностью. Однако абсолютные значения модуля и фазы их выходного напряжения известны с значительно меньшей точностью. Для устранения возникающих при этом погрешностей производится калибровка моста. Эта процедура производится после окончания уравнивания моста и может производиться разными способами. Рассмотрим поочерёдную калибровку синтезаторов DDS_a и DDS_b .

Для калибровки одного из синтезаторов на втором синтезаторе устанавливается и удерживается нулевой код, тогда как первый синтезатор формирует выходное напряжение $U_a = -U_0$. Алгоритм калибровки основан на вариационном методе [12] и методе перестановки. Он состоит из трёх этапов.

На первом этапе калибровочная цепь Z_1-Z_2 , (см. рис. 1) при помощи коммутатора $K1$ подключается между выходами сумматора Σ и синтезатора DDS_0 , а векторный вольтметр через коммутатор $K2$ измеряет сигнал неравновесия I_{H1} этой цепи.

На втором этапе микроконтроллер производит хорошо известную вариацию δ_b сигнала одного из синтезаторов (например, изменяя выходное напряжение синтезатора DDS_a на значение ΔU_b) и векторный вольтметр BB измеряет новое значение сигнала неравновесия I_b .

На третьем этапе при помощи коммутатора $K1$ микроконтроллер изменяет фазу подключения калибровочной цепи и векторный вольтметр BB измеряет сигнал неравновесия I_{H2} .

Перечисленные процедуры описываются системой уравнений (здесь не приведена), решение которой имеет вид

$$\begin{aligned} \delta_a &= -1 + \frac{\delta U_b A_1}{2} + \sqrt{1 + \left(\frac{\delta U_b A_1}{2}\right)^2 + \delta U_b A_2} \approx \\ &\approx \frac{\delta U_b}{2} (A_1 + A_2) + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta U_b}{2}\right)^2 (A_1^2 - A_2^2), \end{aligned} \quad (18)$$

$$A_1 = I_{H1} / \Delta I_b; \quad A_2 = I_{H2} / \Delta I_b; \quad \delta U_b = \Delta I_b Z_{пр} / U_0,$$

где $\delta_a = U_{1a} / U_0 - 1$ – погрешность формирования напряжения U_{1a} синтезатором DDS_a относительно напряжения U_0 ; $\Delta I_b = (I_b - I_{H1})$ – вариационное приращение выходных токов калибровочного моста; погрешность приближения в (18) $r_{пр} \leq 0,5(\delta U_b / 2)^3 A_1^2 A_2$.

Калибровку синтезатора DDS_b и определение его погрешности $\delta_b = U_{1b} / U_0 - 1$ производят аналогично.

Теперь с учётом (18) отношение сигналов U_{Σ} / U_0 на выходе фазора и опорного синтезатора в процессе измерения импеданса легко определить по формуле

$$U_{\Sigma} / U_0 = \{2[1 + 0,5(\delta_a + \delta_b)] \cos 2\Psi\} \exp(-j\varphi_1).$$

В процессе уравнивания моста модули выходных напряжений DDS-генераторов не изменяются. Поэтому нелинейность функции преобразования DDS-генераторов не влияет на погрешность измерения или калибровки моста. Однако

модуль напряжения на выходе сумматора изменяется в широких пределах. Поэтому нелинейность сумматора напрямую входит в погрешность измерения. Для повышения линейности сумматора его можно строить, например, итерационным методом. Тогда нелинейность функции преобразования в области звуковых частот можно уменьшить до 10^{-6} – 10^{-7} .

Описанная выше идея управления модулем уравнивающего напряжения посредством сложения кардинальных напряжений с регулируемой фазой была предложена в [14, 15]. Необходимо отметить, что интерференция (сложение) переменных сигналов часто применяется в радиоастрономии и радиолокации [16], ультразвуковых дефектоскопии и диагностике и других областях, где не требуется высокая точность установления параметров электромагнитных или ультразвуковых полей. Для построения прецизионных мостов переменного тока рассматриваемый алгоритм управления сигналами предложен впервые.

Результаты экспериментальных исследований. Экспериментальные исследования моста с фазовым уравниванием показали, что в диапазоне импедансов 10 – 10^6 Ом основная составляющая погрешности измерения лежит в пределах $(1-2) \cdot 10^{-6}$, а чувствительность моста не более $(1-2) \cdot 10^{-7}$.

Фазовое уравнивание в редуцированной форме было применено в квадратурном мосте для сравнения параметров эталонов ёмкости и сопротивления [13]. Мост работает на частотах $1,00$ и $1,59$ кГц. Диапазон импедансов сравниваемых мер 1 – 100 кОм. Погрешность сравнения моста не превышает 10^{-6} , а чувствительность не более 10^{-7} . В процессе выполненного в РТВ (Германия) передачи размера импеданса от ёмкости $C = 10$ нФ к сопротивлению $R = 10$ кОм погрешность δR воспроизведения сопротивления составила менее $0,5 \cdot 10^{-6}$, а погрешность $\Delta \tan \delta$ воспроизведения тангенса угла потерь – менее $15 \cdot 10^{-6}$ [13].

Заключение. Предложенный метод построения мостов позволяет добиться высокой точности измерения параметров импеданса при малых габаритных размерах и стоимости аппаратуры. Однако существуют и некоторые ограничения: абсолютная чувствительность таких мостов меньше чувствительности трансформаторных мостов в связи с тем, что предельные напряжения на выходах DDS-генераторов меньше, чем напряжения, которые можно развить на обмотках трансформаторного моста, а уровень шумов DDS-генераторов обычно больше шумов трансформаторного моста.

Список литературы

1. Hague B., *Alternating current bridge methods*, revised by T. R. Foord, 6th edition, Boston, MA, Pitman, 1971, 309 p.
2. Карандеев К. Б. Специальные методы электрических измерений. М., Л.: Госэнергоиздат, 1963. 344 с.
3. Awan S., Bryan Kibble B., Schurr J., *Coaxial Electrical Circuits for Interference-Free Measurements*, ed. The Institution of Engineering and Technology, 321 p., 2011, available at: <https://shop.theiet.org/coaxial-elect-circuits> (accessed: 08.11.2013).
4. Гриневич Ф. Б., Грохольский А. Л., Соболевский К. М., Цапенко М. П. Трансформаторные измерительные мосты / Под ред. К. Б. Карандеева. М.: Энергия, 1970. 280 с.

5. Murphy E., Slattery C., *All About Direct Digital Synthesis, Analog Dialogue, Ask The Application Engineer*–33, June 2017, Version V1.0, available at: <https://www.analog.com/en/analog-dialogue/articles/all-about-direct-digital-synthesis.html#> (accessed: 19.12.2013).
6. Callegaro L., D'Elia Bava E., Galzeran Svelto C., Polyphase Synthesizer for Unlike-Impedance Intercomparison System, *CPEM 2002, Conference Digest.*, 16–21 June, 2002, Ottawa, Canada, pp. 176–177.
7. Callegaro L., *Electrical Impedance: Principles, Measurement, and Applications*, Taylor & Francis Group, January 2012, 308 p. <https://doi.org/10.1201/b13069>
8. Lee J., Schurr J., Nissila J., Palafox L., Behr R., *Metrologia*, 2010, vol. 47, no. 4, p. 011. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/47/4/011>
9. Overney F., Jeanneret B., *Metrologia*, 2018, vol. 55, no. 5. <https://doi.org/10.1088/1681-7575/aacf6c>
10. De Aguilar J. D., Salinas J. R., Kieler O. F., Mendez A., et al., *Measurement Science and Technology*, 2019, vol. 30, no. 3. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aafb27>
11. Бронштейн И., Семендяев К. Справочник по математике. М.: Наука, 1986. 544 с.
12. Гриневич Ф., Сурду М. Прецизионные вариационные измерительные системы переменного тока. Киев, Наукова Думка, 1989. 209 с.
13. Surdu M., Lameko A., Karpov I., Koffman A., Kinard J., Klonz M., Melcher J., Tarlowsky A., Complex of bridge comparators for impedance unit traceability and impedance measurements, *Digest of 2006 Conference on Precision Electromagnetic Measurement*, Torino, Italy, 2006, pp. 520–521.
14. Пат. України № 102277. Сурду М. Сурду Д. Спосіб формування напруг із заданим відношенням // Бюл. Изобрет. 2013. № 12.
15. Surdu M., Surdu D., Wide Range Bridge-Comparator for Accurate Impedance Measurements on Audio- and Low Frequencies, *CPEM-2014*, Rio-da-Janeiro, 23–26 August, 2014.
16. Хансен Р. С. Фазированные антенные решетки: Пер. с англ. 2-е изд., М.: Техносфера, 2012. 560 с. URL: http://www.technosphere.ru/files/book_pdf/0/book_267_542.pdf (дата обращения: 05.04.2018).
2. Carandeev K., *Special methods of electrical measurements*, Moscow, Leningrad, Gosenergoizdat Publ., 1963, 344 p. (In Russ.)
3. Awan S., Bryan Kibble B., Schurr J., *Coaxial Electrical Circuits for Interference-Free Measurements*, ed. The Institution of Engineering and Technology, 321 p., 2011, available at: <https://shop.theiet.org/coaxial-elect-circuits> (accessed: 08.11.2013).
4. Grinevich F., Grokholsky A., Sobolevsky K., Tsapenko M., *Transformer measuring bridges*, ed. by Carandeev K., Moscow, Energy Publ., 1970, 280 p.
5. Murphy E., Slattery C., *All About Direct Digital Synthesis, Analog Dialogue, Ask The Application Engineer*–33, June 2017, Version V1.0, available at: <https://www.analog.com/en/analog-dialogue/articles/all-about-direct-digital-synthesis.html#> (accessed: 19.12.2013).
6. Callegaro L., D'Elia Bava E., Galzerano Svelto C., Polyphase Synthesizer for Unlike-Impedance Intercomparison System, *CPEM 2002, Conference Digest.*, 16–21 June, 2002, Ottawa, Canada, pp. 176–177.
7. Callegaro L., *Electrical Impedance: Principles, Measurement, and Applications*, Taylor & Francis Group, January 2012, 308 p. <https://doi.org/10.1201/b13069>
8. Lee J., Schurr J., Nissila J., Palafox L., Behr R., *Metrologia*, 2010, vol. 47, no. 4, p. 011. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/47/4/011>
9. Overney F., Jeanneret B., *Metrologia*, 2018, vol. 55, no. 5. <https://doi.org/10.1088/1681-7575/aacf6c>
10. De Aguilar J. D., Salinas J. R., Kieler O. F., Mendez A., et al., *Measurement Science and Technology*, 2019, vol. 30, no. 3. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aafb27>
11. Bronshtein I., Semendiaev K., *Handbook on mathematics*, Moscow, Nauka Publ., 1986, 544 p. (In Russ.)
12. Grinevich F., Surdu M., *Precision variational AC measuring systems*, Kiev, Naukova Dumka Publ., 1989, 209 p. (In Russ.)
13. Surdu M., Lameko A., Karpov I., Koffman A., Kinard J., Klonz M., Melcher J., Tarlowsky A., Complex of bridge comparators for impedance unit traceability and impedance measurements, *Digest of 2006 Conference on Precision Electromagnetic Measurement*, Torino, Italy, 2006, pp. 520–521.
14. Surdu M., Surdu D., Ukrain Patent no. 102277 (25.06.2013).
15. Surdu M., Surdu D., Wide Range Bridge-Comparator for Accurate Impedance Measurements on Audio- and Low Frequencies, *CPEM-2014*, Rio-da-Janeiro, 23–26 August, 2014.
16. Hansen R., *Phased antenna arrays*, 2d edition, Wiley, 2009, 571 p.

References

Статья поступила в редакцию 01.12.2020; принята к публикации 30.03.2021.

Методические погрешности измерений коэффициента зеркального отражения плоских образцов материалов на измерительных стендах двух типов

Руслан Валерьевич Гильмутдинов¹, Игорь Иванович Краснолобов², Николай Леонидович Меньших^{3✉}, Сергей Александрович Федоров⁴

^{1, 3} Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

^{2, 3, 4} Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

¹gipponn555@gmail.com, ²krasnobov__ig@mail.ru, ³n.menshikh@gmail.com✉, ⁴fys99@mail.ru

Аннотация. Рассмотрены два метода измерений бистатистических характеристик рассеяния плоских образцов материалов. Проведены экспериментальные исследования и численное моделирование коэффициента зеркального отражения образцов магнетодиэлектриков в зависимости от угла падения волны в бистатистической схеме постановки эксперимента (вращение приёмной и передающей антенн) и в моностатической схеме с использованием двугранного углового отражателя (вращение объекта). Характеристики магнетодиэлектрического плоского образца измерены в Институте теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук на двух стендах с соответствующей схемой эксперимента. Для выявления погрешностей используемых методов проведено численное моделирование измерения коэффициента зеркального отражения исследуемого образца методом интегральных уравнений (методом моментов) в программе FEKO в постановке двух схем экспериментов. Проведено сравнение полученных результатов между собой и с результатами аналитических расчётов коэффициента зеркального отражения, проведённых по формулам Френеля при рассмотрении бесконечного плоского слоя материала. Данные расчёты позволяют сравнить методические погрешности измерения коэффициента зеркального отражения в двух рассматриваемых схемах эксперимента. Показано, что методическая погрешность результатов измерений с использованием углового отражателя (отклонение от аналитического расчёта) на 1–2 дБ больше, чем при измерениях на бистатистическом стенде. Результаты экспериментов и численного моделирования находятся в соответствии друг с другом. Выводы, полученные в данной работе применимы к любым экспериментальным установкам для исследования плоских материалов.

Ключевые слова: бистатистические измерения, коэффициент отражения, метод моментов, FEKO, безэховая камера, двугранный угловой отражатель

Для цитирования: Гильмутдинов Р. В., Краснолобов И. И., Меньших Н. Л., Федоров С. А. Методические погрешности измерений коэффициента зеркального отражения плоских образцов материалов на измерительных стендах двух типов // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 44–50. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-44-50>

Methodical errors in measuring the specular reflection coefficient from a planar sample of material for two types of measuring facilities

Ruslan V. Gilmutdinov¹, Igor I. Krasnobov², Nikolay L. Menshikh^{3✉}, Sergey A. Fedorov⁴

^{1, 3} Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

^{2, 3, 4} Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics RAS, Moscow, Russia

¹gipponn555@gmail.com, ²krasnobov__ig@mail.ru, ³n.menshikh@gmail.com✉, ⁴fys99@mail.ru

Abstract. This paper is discussed two methods for measuring the bistatic scattering characteristics of flat samples of the material. The experimental studies and numerical simulations of the dependence of the specular reflection coefficient on the incident angle of wave on a flat material sample carried out in the bistatic scheme of the experiment (rotation of the receiving and transmitting antennas) and in the monostatic scheme using a dihedral corner reflector (rotation of the object). Measurements for the magnetodielectric flat sample were carried out in ITAE RAS on two test facilities with the corresponding scheme of the experiment. To identify the errors of the methods used, we carried out numerical simulations of the measurement of the specular reflection coefficient of the sample under test by the method of integral equations (method of moments) in the FEKO program in the formulation of two experimental schemes. The obtained results were compared with each other and with the results of analytical calculations of the specular reflection coefficient carried out using the Fresnel formulas when considering an infinite flat layer of material. These calculations make it possible to compare the methodical errors in measuring the reflection coefficient in the two considered experimental schemes. It was shown that the results of the measurements using the corner reflector give methodical errors (deviations from the analytical calculation) by 1–2 dB more than the measurements on the bistatic facility. The results of experiments and numerical simulations are in agreement with each other. The conclusions obtained in this work are applicable to any experimental facilities for the study of planar materials.

Keywords: bistatic measurements, reflection coefficient, method of moments, FEKO, anechoic chamber, dihedral corner reflector

Введение. В последние десятилетия в связи с интенсивным развитием бистатической радиолокации изменяются требования к используемым в авиационной технике материалам [1]. При разработке современных радиоматериалов всегда учитываются их бистатические рассеивающие свойства, такие как двухпозиционная диаграмма рассеяния и модуль коэффициента отражения (МКО) [2]. Измерять МКО в зависимости от угла падения волны на материал можно на специальных стендах для бистатических исследований [3]. В последние годы растёт число стендов для исследований характеристик рассеяния объектов, имеющих большое число степеней свободы [4, 5]. В [6] описана бистатическая установка, позволяющая измерять рассеивающие свойства с высокой точностью. В [7] описан стенд для бистатических исследований и разработан специальный метод калибровки при измерениях коэффициента зеркального отражения плоских образцов материалов. Разрабатываются методы обработки измеренного сигнала, позволяющие качественно вырезать помеховые сигналы во временной области [8].

Часто провести прямые бистатические измерения в дальней зоне не представляется возможным. Например, в [9] описан метод инверсного апертурного синтеза, позволяющий восстановить диаграмму рассеяния по измерениям в ближней зоне, а МКО определяется по разности между диаграммами рассеяния исследуемого образца и металлической пластины такого же размера.

Создание бистатических стендов сопряжено с определёнными трудностями. В [10] исследована возможность использования двугранного уголкового отражателя (УО) для моностатического измерения коэффициента зеркального отражения. В [11] проведено численное моделирование измерения МКО с использованием двугранного УО и плоской металлической пластины. Анализ переотражений электромагнитной волны в системе из N гладких идеально-проводящих поверхностей, и в частности отражения волны от УО, проведён в [12] методом геометрической теории дифракции.

При бистатических исследованиях возникает множество препятствий, не позволяющих получить приемлемую точность результатов. К основным систематическим погрешностям относятся: измерительные погрешности на стенде, включающие в себя фоновый помеховый сигнал безэховой камеры, в которой проходят измерения; погрешности позиционирования объектов и антенн; погрешность радиоизмерительных приборов; методические погрешности [13], связанные с выбранным методом измерения характеристик. Методическая погрешность вызвана конечными размерами образца.

Цель работы – сравнение методических погрешностей измерений коэффициента зеркального отражения образца материала на стенде для исследования бистатических свойств объектов и моностатическом стенде с использованием УО. В дальнейшем изложении именно такой коэффициент отражения будем понимать под МКО.

Постановка задачи исследования. Для измерений характеристик магнитодиэлектрика использован образец материала конечных размеров, расположенный на металлической

подложке. В связи с таким расположением образца при экспериментальных исследованиях невозможно исключить влияние дифракционных эффектов на краях образца. Кроме сигнала, отражённого от поверхности материала, наблюдаются сигналы, связанные с рассеянием волны на ребрах образца, переотражениями от краёв, излучением ползучих волн и других эффектов [14]. В дальнейшем изложении все эти явления будем называть краевыми эффектами [15]. Влияние краевых эффектов на результаты измерений сильно зависит от выбранного метода. Любой метод измерения МКО имеет недостатки, связанные с приближением геометрической оптики.

Для пластины малого размера (в длинах волн) будут иметь большое значение рёберные и поверхностные волны, которые обычно описываются поверхностными токами. Для системы из слоя магнитодиэлектрика на металлической подложке необходимо рассмотреть фиктивные электрический и магнитный токи на поверхности магнитодиэлектрика и электрический ток на проводящей поверхности. Для металлической пластины достаточно ввести только электрический ток на проводящей поверхности. Таким образом, в двух рассматриваемых системах условия излучения этих типов волн на ребре будут разные. Поэтому в точке наблюдения созданное ими электромагнитное поле (помеховый сигнал) не может быть скомпенсировано полностью при калибровке измеренных или рассчитанных сигналов. Чтобы уменьшить влияние излучения ползучих волн, целесообразно обратную сторону пластины покрыть радиопоглощающим материалом.

Для метода измерения с использованием двугранного УО необходимо учитывать не только дифракционные эффекты на краях объекта, но ещё и то, что в целом применение лучевой оптики возможно только при достаточной площади «засветки» самого исследуемого образца и при близких к нормали углах падения.

Рассмотрим измерения МКО образца магнитодиэлектрика на двух различных экспериментальных стендах, а также проведём численные эксперименты в программном пакете FEKO, позволяющие сравнить два метода натурального исследования без привязки к конкретным стендам (в поле плоской волны). Полученные данные сопоставим между собой и с результатами аналитического расчёта по формулам Френеля.

Измерения МКО на бистатическом стенде. Установка для бистатических измерений состоит из опорно-поворотного устройства с размещённым на нём исследуемым образцом, приёмной и передающей антенн, вращающихся в горизонтальной плоскости по дуге окружности на жёстко связанных с центром вращения тележках [16, 17]. Объект измерения устанавливается на полую пенопластовую опору, закреплённую на поворотном столе. Оси вращения антенн и поворотного стола совпадают. Тележки перемещаются в диапазоне углов $10\text{--}75^\circ$. Безэховая камера размером $5\times 4\times 4$ м и механические части конструкции стенда покрыты радиопоглощающим материалом. Расстояние между антенной и объектом измерения составляет 2,0 м.

Для уменьшения влияния краевых эффектов задняя сторона образца покрыта плоским слоистым широкополосным радиопоглощающим материалом толщиной 3 мм.

Эксперимент проводили в три этапа методом замещения. Сначала измеряли фон камеры, затем сигнал, отражённый от металлической калибровочной пластины в зеркальном направлении. После этого измеряли сигнал, отражённый от исследуемого образца в зеркальном направлении. Значение МКО (в децибелах) рассчитывали по формуле

$$K_0(f, \varphi) = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{обр}}(f, \varphi) - E_{\text{б.о}}(f, \varphi)}{E_{\text{к}}(f, \varphi) - E_{\text{б.о}}(f, \varphi)} \right|,$$

где $E_{\text{обр}}(f, \varphi)$ – поле, отражённое от исследуемого образца; $E_{\text{б.о}}(f, \varphi)$ – поле, измеренное без исследуемого образца;

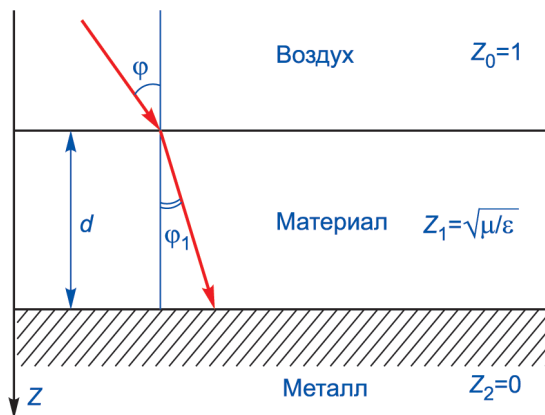


Рис. 1. Схема аналитического расчёта МКО слоя материала на металлической подложке; ϵ , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала, соответственно

Fig. 1. Scheme of analytical calculation of $|K_0|$ from a layer of material on a metal substrate; ϵ and μ – dielectric permittivity and magnetic permeability of the material respectively

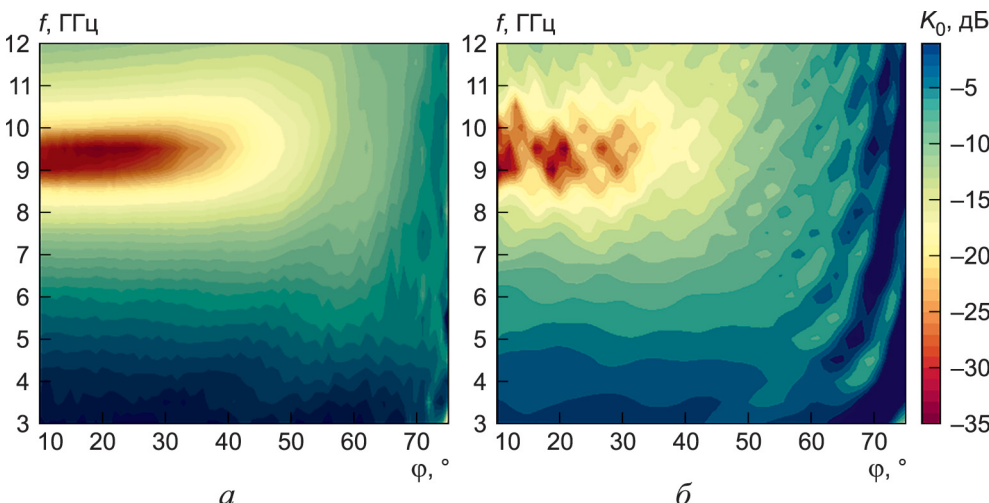


Рис. 2. Зависимость МКО $|K_0|$ от частоты f и угла φ падения (H -поляризация) для бистатического стенда (а) и моностатического стенда с УО (б)

Fig. 2. Dependence of $|K_0|$ on frequency and angle of incidence (H -polarization) for bistatic facility (а) and dihedral corner (б)

$E_{\text{к}}(f, \varphi)$ – поле, отражённое от калибровочной металлической пластины (нормировочное поле).

Измерения МКО на угольном отражателе. Измерить бистатические характеристики рассеяния материала можно на моностатическом стенде с использованием двугранного УО. По принципу геометрической оптики луч, отражаясь от проводящей поверхности УО, падает на исследуемый образец, расположенный на другой грани УО под углом 90° к первой поверхности. После отражения от магнитоэлектрика луч возвращается обратно к источнику излучения. Таким образом, измерять МКО можно без разнесения приёмной и передающей антенн.

Измерение МКО материала с использованием УО также основано на методе замещения. В зависимости от угла падения волны измеряется сигнал от двугранного УО, на одной из граней которого расположен исследуемый образец (при этом образец занимает всю грань). Далее измеряется сигнал от УО без образца в качестве калибровочного объекта. Фон можно не измерять, так как амплитуда принятого поля волны, отражённого назад от двугранного УО (при любом его положении), существенно больше (не менее чем на 60 дБ) амплитуды поля, измеренного без объекта [18]. Нормируем сигнал от исследуемого образца к сигналу от УО без образца и получаем МКО.

Расчёт коэффициента зеркального отражения. В работе исследован образец магнитоэлектрика с известными зависящими от частоты материальными параметрами [19, 20]. Образец представляет собой металлическую подложку размером 200×200 мм и толщиной 3 мм с нанесённым на неё слоем магнитоэлектрика толщиной 1,48 мм.

Для аналитического расчёта МКО материала использовали формулы Френеля [21] для плоского бесконечного слоя, расположенного на идеально-проводящей поверхности. На рис. 1 изображён ход лучей и основные параметры, необходимые для расчёта. Плоская волна под углом φ падает на границу раздела сред воздух – материал. По закону Снеллиуса угол преломления

$$\varphi_1 = \arcsin(n_{01} \sin \varphi),$$

где n_{01} – относительный коэффициент преломления.

Обозначим входной поверхностный импеданс как

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_2 - iZ_0 \operatorname{tg}(k_{1z}d)}{Z_0 - iZ_2 \operatorname{tg}(k_{1z}d)} Z_1,$$

где k_{1z} – проекция волнового вектора в материале на ось, перпендикулярную границе раздела сред; d – толщина материала; Z_0 , Z_1 , Z_2 – импедансы соответственно свободного пространства, материала и металла.

Пусть вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости падения при H -поляризации, вектор $\mathbf{E}$ перпендикулярен плоскости падения при V -поляризации. Тогда МКО рассчитаем по формулам

$$K_V = \frac{Z_{BX}/\cos\varphi_1 - Z_0/\cos\varphi}{Z_{BX}/\cos\varphi_1 + Z_0/\cos\varphi},$$

$$K_H = \frac{Z_{BX}\cos\varphi_1 - Z_0\cos\varphi}{Z_{BX}\cos\varphi_1 + Z_0\cos\varphi}.$$

Для сравнения результатов измерения МКО двумя методами созданы приближенные к условиям экспериментов компьютерные модели в программе FEKO. Вычисления проводили с использованием метода интегральных уравнений с характерным шагом сетки 1/12 длины волны в свободном пространстве. Такое разбиение обеспечивает высокую точность результатов расчётов [22].

Моделирование проводили следующим образом. На исследуемый объект падала плоская линейно-поляризованная волна. В модели, воссоздающей измерения МКО на бистатическом стенде, для каждого угла падения волны рассчитывали зеркально отражённое от объекта поле. Помимо исследуемого образца объектом являлась калибровочная металлическая пластина такого же размера для нормировки полученного сигнала. Аналогично эксперименту на обратной стороне объектов моделировали слоистый радиопоглощающий материал.

При моделировании эксперимента с использованием УО вычисляли поле, отражённое от объекта в обратном направлении. Калибровочным объектом являлся УО без образца.

Вычисления проводили в диапазоне 3–12 ГГц с шагом 500 МГц при углах падения волны в диапазоне 0–90°. В этом же диапазоне частот и углов экспериментально исследовали характеристики данного образца на бистатическом стенде и моностатическом стенде с помощью УО.

МКО (в децибелах) представлен следующей формулой:

$$K_0(f, \varphi) = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{обр}}(f, \varphi)}{E_{\text{к}}(f, \varphi)} \right|.$$

В рассматриваемом случае коэффициент отражения зависит от угла падения φ и частоты f .

Результаты численных и натурных экспериментов.

На рис. 2 изображены двумерные картины распределения МКО, измеренного с помощью двух экспериментальных методов в зависимости от частоты и угла падения при H -поляризации. Картины визуально похожи. На обеих диаграммах имеется провал значений МКО вблизи частоты 9,5 ГГц, что связано с интерференционным минимумом: толщина материала примерно составляет четверть длины волны в материале. Результаты расчёта для бистатического стенда (рис. 2, а) характеризуются плавным изменением значений МКО. При использовании УО распределение МКО имеет колебания большой амплитуды (рис. 2, б), связанные с методической погрешностью. Отражённый от объекта сигнал является суммой отражений от поверхности и краёв объекта. Если для бистатического стенда наблюдается

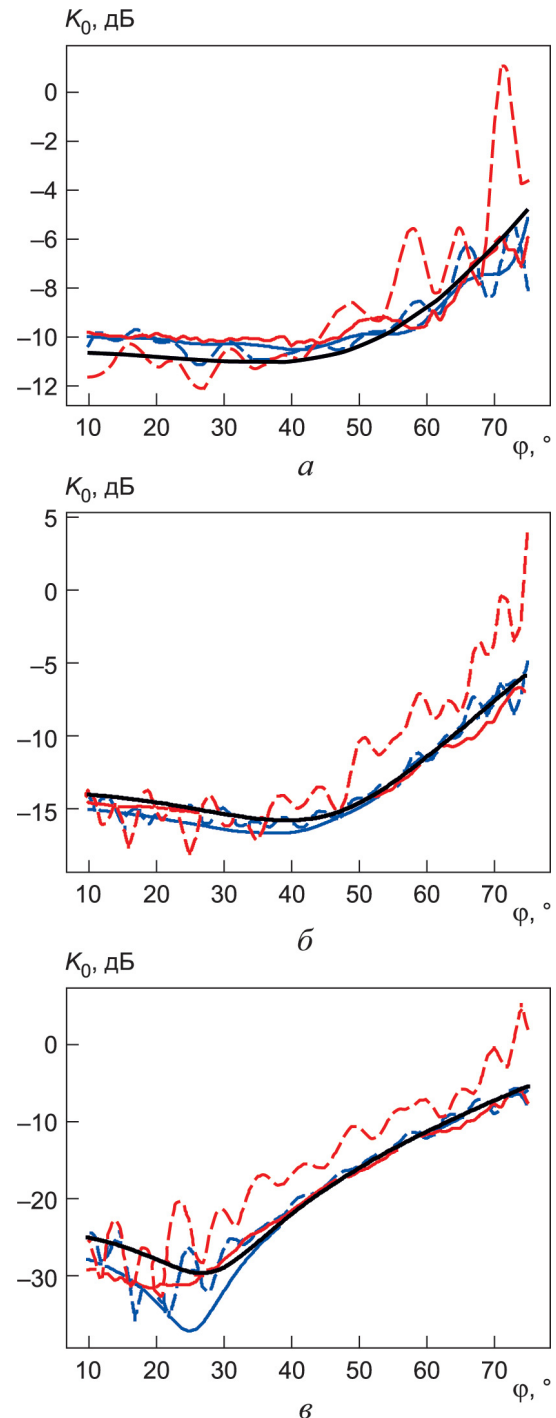


Рис. 3. Зависимости МКО $|K_0|$ от угла φ падения волны на частотах 7; 11; 9,5 ГГц соответственно (а), (б), (в) (H -поляризация): численный расчёт (FEKO) соответственно для бистатического стенда и с помощью УО (—, - - -); измерения на бистатическом стенде и с помощью УО (—, - - -); аналитический расчёт по формулам Френеля (—)

Fig. 3. Dependences of $|K_0|$ on the angle of incidence φ at frequencies 7, 11, and 9.5 GHz, respectively (a), (b), (c) (H -polarization): numerical calculation (FEKO) for the bistatic facility and using the dihedral, respectively (—, - - -); measurements on the bistatic facility and using the dihedral, respectively (—, - - -), analytical calculation using Fresnel formulas (—)

дифракция волны на двух рёбрах пластины, лежащих в одной плоскости, то для УО волна дифрагирует уже на трёх рёбрах (на четырёх рёбрах для V -поляризации), которые разнесены в пространстве. Для УО в области близких к нормальному падению углов значительный вклад в принятый сигнал вносит обратное рассеяние от образца материала.

На рис. 3 представлены графики зависимости МКО от угла падения для различных частот при H -поляризации. При углах больше 45° значения МКО, полученные различными методами, за исключением эксперимента с использованием УО, хорошо согласуются с аналитическими расчётами. Отсутствуют структурные различия между экспериментальными и численными результатами расчётов, проведённых на бистатическом стенде с аналитическими расчётами. Для любой фиксированной частоты в исследуемом диапазоне наблюдаются колебания значений МКО в зависимости от угла падения, полученных с использованием УО. При этом экспериментальные кривые всегда имеют заметно большую амплитуду колебаний. Характерные значения амплитуды колебаний МКО на нерезонансных частотах, полученных экспериментальным путём, составляют 1,5 дБ, на FEKO – 0,3 дБ, при углах падения меньше 50° . В области резонанса амплитуды колебаний достигают 5 дБ и 3 дБ, соответственно, в том же диапазоне углов. С ростом частоты характерный период колебаний уменьшается. В области низких частот экспериментальные и численные значения МКО, полученные в бистатической схеме измерения, больше аналитических значений МКО, а при частотах больше 9,5 ГГц – меньше. Отличия между экспериментальными и расчётными кривыми связаны с погрешностями установки, а также с погрешностью определения материальных характеристик исследуемого образца.

При построении гладкой интерполяционной кривой для вычислений МКО по данным, полученным с использованием УО, и применении математических методов обработки данных достоверность результатов будет невысока, особенно на резонансных частотах или вблизи угла Брюстера, если данные эффекты наблюдаются.

В таблице приведены значения методической погрешности для бистатического стенда $\Delta K_{\text{бст}}$ и УО $\Delta K_{\text{УО}}$ как

Методические погрешности $\Delta K_{\text{бст}}$, $\Delta K_{\text{УО}}$, дБ, для бистатического стенда и моностатического стенда с УО

f, ГГц	H -поляризация		V -поляризация	
	$\varphi < 50^\circ$	$\varphi \geq 50^\circ$	$\varphi < 50^\circ$	$\varphi \geq 50^\circ$
$\Delta K_{\text{бст}}$, дБ				
7,0	0,7	1,5	0,7	1,0
9,5	7,8	0,6	2,0	0,4
11,0	1,1	0,4	0,9	0,5
$\Delta K_{\text{УО}}$, дБ				
7,0	1,1	3,2	4,8	0,9
9,5	9,1	2,4	9,7	1,1
11,0	1,7	2,1	5,4	0,7

максимальной разницы между численными значениями МКО соответствующих методов и аналитическим расчётом МКО для заданных углов и частот. Приведённые значения на частоте 7,0 ГГц являются характерными значениями погрешностей в диапазоне 3–7 ГГц (образец имеет линейные размеры 3,0–4,5 длин волн в свободном пространстве), 9,5 ГГц – области интерференционного минимума, 11,0 ГГц – соответствуют области 10,5–12 ГГц (характерные размеры 7–8 длин волн).

Аналогичные измерения и вычисления МКО были проведены для V -поляризации падающей волны, результаты также представлены в таблице. Погрешности измерительной установки, связанные с помеховыми сигналами безэховой камеры и приборными шумами, слабо зависят от поляризации. Значения методических погрешностей при измерении с использованием УО зависят от поляризации в отличие от методических погрешностей, возникающих на бистатическом стенде. С увеличением угла падения амплитуда колебаний МКО, измеренного с помощью двугранного УО, при V -поляризации уменьшается в отличие от амплитуды колебаний для H -поляризации.

Вывод. Результаты экспериментов и численного моделирования находятся в соответствии друг с другом. Измеренные и рассчитанные значения МКО, полученные на бистатическом стенде, лежат близко к аналитическому расчёту по формулам Френеля. Наблюдаются экспериментальные трудности применения УО для измерения характеристик при больших углах (50° и больше). В целом методическая погрешность измерений МКО с помощью УО больше чем на бистатическом стенде. Измерения МКО на бистатическом стенде при углах падения больше 75° приводят к дополнительным погрешностям из-за прямого прохождения сигнала между антеннами, но с помощью УО возможно получение хотя бы оценочных значений МКО. Полученные выводы о влиянии методической погрешности на значения МКО являются характерными и не имеют привязку к конкретным стендам, так как в одном частотном диапазоне исследуется один и тот же образец в плоском поле электромагнитной волны.

При этом в области интерференционного минимума необходимо использовать бистатический стенд. Для исследованного образца методическая погрешность при больших углах в численном эксперименте с использованием УО примерно на 2 дБ выше, чем на стенде при H -поляризации.

Список литературы

1. Sudha Rani K., Krishna Chaitanya T., *International Journal of Engineering and Technical Research*, 2015, vol. 3, no. 7, pp. 84–93.
2. Álvarez H. F., Gómez M. E., Las-Heras F., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2020, vol. 69, no. 4, pp. 1737–1744. <https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2913721>
3. Knott E. F., Shaeffer J. F., Tuley M. T., *Radar cross section*, Boston, SciTech Publ., 1993, second edition, 477 p.
4. Eyraud C., Geffrin J.-M., Sabouroux P., Chaumet P. C., Torteil H., Giovannini H., Litman A., *Radio Science*, 2008, vol. 43, no. 4, p. RS4018. <https://doi.org/10.1029/2008RS003836>

5. Röding M., Sommerkorn G., Häfner S., Ihlow A., Jovanoska S., Thomä R. S., *Proc. of the 47th European Microwave conf.*, Nuremberg, Germany, 10–12 Oct. 2017. <https://doi.org/10.23919/EuMC.2017.8231083>
6. Daout F., Schmitt F., *2014 IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications (CAMA)*, Antibes Juan-les-Pins, France, 16–19 Nov. 2014. <https://doi.org/10.1109/CAMA.2014.7003455>
7. Umari M. H., Ghodgaonkar D. K., Varadan V. V., Varadan V. K., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1991, vol. 40, no. 1, pp. 19–24. <https://doi.org/10.1109/19.69942>
8. Fedorov S. A., Gilmudtinov R. V., Menshikh N. L., *2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC)*, Moscow, Russia, 25–27 Nov. 2020. <https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312243>
9. Варенцов Е. Л., Дудкин М. И., Илларионов И. А. Измерение коэффициента отражения радиопоглощающих материалов в широком диапазоне частот методом инверсного апертурного анализа // XXIV Международная научно-техническая конференция «Информационные системы и технологии» ИСТ-2018. Н. Новгород, Россия, 20 апреля 2018. Н. Новгород: НГТУ им. Алексеева, 2018. С. 27.
10. Гаврилов А. А., Кирьянов О. В., Мартынов Н. А., Забалуев В. Е., Баранов С. О., Дубровин Ю. А. Измерение угловой зависимости модуля коэффициента отражения радиопоглощающих материалов и покрытий в свободном пространстве // Измерительная техника. 2012. № 7. С. 58–62.
11. Ведюшкин Г. А., Чернышов М. Г. Угловой отражатель в полосной линии при измерении коэффициента отражения // Измерительная техника. 1991. № 12. С. 29–31.
12. Hua Yan, Hong-Cheng Yin, Sheng Li, and Liang-Sheng Li, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2019, vol. 67, no. 7. <https://doi.org/10.1109/TAP.2019.2911268>
13. Фридман А. Э. Основы метрологии. Современный курс. СПб.: НПО «Профессионал», 2008. 284 с.
14. Балабуха Н. П., Zubov A. C., Солосин В. С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.: Наука, 2007.
15. Гильмутдинов Р. В., Меньших Н. Л., Федоров С. А. Краевые эффекты в бистатических измерениях характеристик рассеяния образцов материалов // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. № 10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.10.6>
16. Федоров С. А., Меньших Н. Л., Солосин В. С. Стенд для измерений бистатических параметров рассеяния маломерных объектов // XI Всероссийская научно-техническая конференция «Метрология в радиоэлектронике», Менделеево, Московская обл., 19–21 июня 2018 г. Менделеево: ВНИИФТРИ, 2018.
17. Федоров С. А., Меньших Н. Л. Измерительный комплекс для определения параметров двухпозиционного рассеяния ЭМВ // VI Микроволновая конференция, Москва, 27–29 ноября 2018. М.: ИРЭ РАН, с. 109.
18. Кобак В. О. Радиолокационные отражатели. М.: Советское радио, 1975. 212 с.
19. Иванова В. И., Кибец С. Г., Краснолобов И. И., Лагарьков А. Н., Политико А. А., Семенов В. Н., Чистяев В. А. Разработка широкополосного радиопоглощающего покрытия с высокими эксплуатационными свойствами // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2016. № 7. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/5/text.pdf> (дата обращения: 30.04.2021).
20. Семенов В. Н., Чистяев В. А., Политико А. А., Басков К. М. Стенд для измерения в свободном пространстве радиофизических параметров // Измерительная техника. 2019. № 2. С. 55–59. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-2-55-59>
21. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.
22. Jakobus U., Marchand R. G., Ludick D. J., *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2014, vol. 56, no. 4. <https://doi.org/10.1109/TEM.2014.2299408>

References

1. Sudha Rani K., Krishna Chaitanya T., *International Journal of Engineering and Technical Research*, 2015, vol. 3, no. 7, pp. 84–93.
2. Álvarez H. F., Gómez M. E., Las-Heras F., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2020, vol. 69, no. 4, pp. 1737–1744. <https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2913721>
3. Knott E. F., Shaeffer J. F., Tuley M. T., *Radar cross section*, Boston, SciTech Publ., 1993, second edition, 477 p.
4. Eyraud C., Geffrin J.-M., Sabouroux P., Chaumet P. C., Tortel H., Giovannini H., Litman A., *Radio Science*, 2008, vol. 43, no. 4, p. RS4018. <https://doi.org/10.1029/2008RS003836>
5. Röding M., Sommerkorn G., Häfner S., Ihlow A., Jovanoska S., Thomä R. S., *Proc. of the 47th European Microwave conf.*, Nuremberg, Germany, 10–12 Oct. 2017. <https://doi.org/10.23919/EuMC.2017.8231083>
6. Daout F., Schmitt F., *2014 IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications (CAMA)*, Antibes Juan-les-Pins, France, 16–19 Nov. 2014. <https://doi.org/10.1109/CAMA.2014.7003455>
7. Umari M. H., Ghodgaonkar D. K., Varadan V. V., Varadan V. K., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1991, vol. 40, no. 1, pp. 19–24. <https://doi.org/10.1109/19.69942>
8. Fedorov S. A., Gilmudtinov R. V., Menshikh N. L., *2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC)*, Moscow, Russia, 25–27 Nov. 2020. <https://doi.org/10.1109/RMC50626.2020.9312243>
9. Varentsov Ye. L., Dudkin M. I., Illarionov I. A., *Proc. XXIV International Scientific and Technical Conference "Information Systems and Technologies" ICT-2018*, Nizhny Novgorod, Russia, April 20, 2018, NGTU Publ., 2018, p. 27. (In Russ.)
10. Gavrilov A. A., Kir'yanov O. E., Martynov N. A., Zabaluev V. E., Baranov S. O., Dubrovin Yu. A., *Measurement Techniques*, 2012, vol. 55, no. 7, pp. 826–833. <https://doi.org/10.1007/s11018-012-0046-4>
11. Vedyushkin G. A., Chernyshov M. G., *Measurements Techniques*, 1991, vol. 34, no. 12, pp. 1245–1248. <https://doi.org/10.1007/BF00982566>
12. Hua Yan, Hong-Cheng Yin, Sheng Li, and Liang-Sheng Li, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2019, vol. 67, no. 7. <https://doi.org/10.1109/TAP.2019.2911268>

13. Fridman A. E., *Osnovy metrologii. Sovremennyy kurs. [Fundamentals of Metrology. Modern course]*, St. Petersburg, NPO "Professional" Publ., 2008, 284 p. (In Russ.)
14. Balabukha N. P., Zubov A. S., Solosin V. S., *Kompaktnyye poligony dlya izmereniya kharakteristik rasseyaniya [Compact polygons for measuring scatter characteristics]*, Moscow, Nauka Publ., 2007. (In Russ.)
15. Gilmudinov R. V., Menshikh N. L., Fedorov S. A., *Journal of Radio Electronics*, 2020, no. 10. (In Russ.)
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.10.6>
16. Fedorov S. A., Menshikh N. L., Solosin V. S., *Proc. XI All-Russian Scientific and Technical Conference "Metrology in Radio Electronics"*, Mendeleevo, Moscow region, June 19–21, 2018, Mendeleevo, VNIIFTRI, 2018.
17. Fedorov S. A., Menshikh N. L., *Proc. 6th All-Russian Microwave Conference*, Moscow, 27–29 November 2018, Moscow, 2018, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, p. 109. (In Russ.)
18. Kobak V. O., *Radiolokatsionnyye otrazhateli [Radar reflectors]*, Moscow, Sovetskoye radio Publ., 1975, 212 p. (In Russ.)
19. Ivanova V. I., Kibets S. G., Krasnolobov I. I., Lagarkov A. N., Politiko A. A., Semenenko V. N., Chistyayev V. A., *Journal Radio Electronics*, 2016, no. 7, available at: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/5/text.pdf> (accessed: 11.05.2021).
20. Semenenko V. N., Chistyayev V. A., Politiko A. A., Baskov K. M., *Measurements Techniques*, 2019, vol. 62, no. 2, pp. 161–166.
<https://doi.org/10.1007/s11018-019-01601-5>
21. Brekhovskikh L. M., *Waves in layered media*, Imprint, Academic Press, 1976, 520 p.
22. Jakobus U., Marchand R. G., Ludick D. J., *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2014, vol. 56, no. 4.
<https://doi.org/10.1109/TEM.2014.2299408>

Статья поступила в редакцию 26.02.2021; принята к публикации 01.04.2021.

Научная статья

УДК 621.317.08:361

<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-51-58>

Измерение резонансной частоты амплитудным и фазовым методами с помощью цифрового частотного сканирования

Валерий Яковлевич Фатеев

Институт проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН, Москва, Россия, fateev@ipu.ru, <https://orcid.org/0000-0001-7226-1961>

Аннотация. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование методов измерения резонансной частоты по амплитудно-частотной и фазочастотной характеристикам резонатора (амплитудный и фазовый методы соответственно). Для определения резонансной частоты использовано цифровое частотное сканирование. На основе теории вероятностей выведены аналитические выражения, описывающие зависимости систематической и случайной погрешностей от положения резонансной частоты в интервале между ближайшими дискретными частотами, а также от уровня шума. Достоверность выведенных выражений подтверждена в ходе виртуального эксперимента с компьютерной моделью резонатора. Показано, что погрешности амплитудного и фазового методов практически совпадают для уровня шума, при котором регистрируются не более двух дискретных частот, и существенно различаются, если регистрируются более двух дискретных частот. Погрешности измерения резонансной частоты фазовым методом практически не зависят от шага перестройки частоты при уменьшении этого шага и линейно зависят от уровня фазового шума. При измерении резонансной частоты амплитудным методом погрешности уменьшаются с уменьшением шага перестройки частоты, и для этого случая предложена эмпирическая формула зависимости систематической и случайной погрешностей от шага перестройки частоты и уровня амплитудных шумов. Результаты исследования могут быть использованы при построении цифровых резонансных датчиков.

Ключевые слова: цифровое частотное сканирование, измерение, резонансная частота, амплитудно-частотная характеристика, фазочастотная характеристика, систематическая погрешность, случайная погрешность, амплитудный шум, фазовый шум

Для цитирования: Фатеев В. Я. Измерение резонансной частоты амплитудным и фазовым методами с помощью цифрового частотного сканирования // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 51–58. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-51-58>

Measurement of resonance frequency by amplitude and phase methods using digital frequency scanning

Valery Ya. Fateev

Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences (IPU RAN), Moscow, Russia, fateev@ipu.ru, <https://orcid.org/0000-0001-7226-1961>

Abstract. A theoretical and experimental study of methods for measuring the resonance frequency from the amplitude-frequency and phase-frequency characteristics of the resonator (amplitude and phase methods, respectively) has been carried out. In this case, digital frequency scanning was used to determine the resonant frequency. On the basis of the theory of probabilities, analytical expressions are derived that describe the dependences of systematic and random errors on the position of the resonance frequency in the interval between the nearest discrete frequencies, as well as on the noise level. The reliability of the derived expressions was confirmed in the course of a virtual experiment with a computer model of the resonator. It is also shown that the errors of the amplitude and phase methods for the noise level, at which no more than two discrete frequencies are recorded, practically coincide. However, if more than two discrete frequencies are recorded, then the indicated errors differ significantly, which is demonstrated using the experimental graphs. In this case, the errors in measuring the resonance frequency by the phase method practically do not depend on the frequency tuning step with a decrease in this step and linearly depend on the phase noise level. When measuring the resonance frequency by the amplitude method, the errors decrease with decreasing frequency tuning step, and for this case, an empirical formula is proposed for the dependence of systematic and random errors on the frequency tuning step and the amplitude noise level. The research results can be used in the construction of digital resonance sensors.

Keywords: digital frequency scanning, measurement, resonance frequency, amplitude-frequency characteristic, phase-frequency characteristic, systematic error, random error, amplitude noise, phase noise

Введение. На современном уровне развития автоматизированных систем управления технологическими процессами предъявляются высокие требования к стабильности,

надёжности и точности датчиков. В различных датчиках, например датчиках уровня, количества, температуры, давления, влажности и т. п. [1–4], как и в радиотехнических

системах, широко применяются резонаторы. Датчики могут быть построены на различных физических принципах, а их основными информативными параметрами являются резонансная (собственная) частота и добротность резонатора. Достоинством резонансных датчиков, помимо высоких стабильности, надёжности и точности является также то, что в них можно реализовать выходной сигнал измерительной информации в амплитудной, частотной и фазовой формах. Этот сигнал согласуется с электронными схемами и легко нормируется. Существует достаточное большое количество статей, посвящённых применению резонаторов и измерению их параметров (например, [5–7]), однако теоретические аспекты точности измерения этих параметров методом сканирования в данных статьях не рассматриваются.

Цель настоящей статьи – используя аппарат теории вероятностей, оценить и сравнить потенциальные погрешности измерения резонансной частоты по амплитудно-частотным (АЧХ) и фазочастотным (ФЧХ) характеристикам с помощью метода цифрового частотного сканирования (перебора) [8].

Метод цифрового частотного сканирования. Этот метод применяется в различных резонансных датчиках при дистанционных измерениях и может быть реализован по стандартной схеме цифрового резонансного датчика [9]. Этот датчик содержит основные узлы: цифровой сигнальный процессор; синтезатор частот; аналого-цифровой преобразователь; чувствительный элемент (резонатор). Такая схема является достаточно универсальной при решении множества метрологических задач, например, одновременного измерения резонансной частоты и добротности, а также

измерения нескольких резонансных частот и обработки всех параметров по различным алгоритмам. Достоинством метода сканирования является простота и возможность определения за один проход нескольких резонансов, недостатком – низкое быстродействие, которое можно повысить методом переменного шага: вначале выполняется грубый поиск с большим шагом, а в районе экстремума АЧХ или нуля ФЧХ – поиск резонанса с меньшим шагом.

При цифровом частотном сканировании на вход резонатора подается сигнал, частота которого дискретно перестраивается в заданном диапазоне. Этот сигнал генерируется с помощью синтезатора частот. С выхода резонатора снимается напряжение или разность фаз. Аналого-цифровой преобразователь преобразует напряжение или разность фаз в цифровой код, который фиксируется с соответствующими дискретными частотами в памяти цифрового сигнального процессора, формируя таким образом АЧХ или ФЧХ резонатора. Затем по максимуму АЧХ или нулю ФЧХ в цифровом сигнальном процессоре определяется резонансная частота. Основными факторами, влияющими на погрешность измерения резонансной частоты, являются следующие: дискретность и асимметрия АЧХ и ФЧХ; аддитивный шум, накладывающийся на АЧХ, или фазовый шум, влияющий на ФЧХ; переходные процессы в резонаторе. Влияние переходных процессов особенно существенно для резонаторов с высокой добротностью, и уменьшить это влияние можно путём увеличения времени фиксации АЧХ или ФЧХ.

Сигнал, поступающий на вход резонатора, представляет собой серию радиоимпульсов с частотой заполнения f_p , которая дискретно изменяется с шагом s , т. е. $f_{i+1} = f_i + s$, $i = 1, I$, I – количество генерируемых дискретных частот. В этом случае при использовании АЧХ резонансная частота f_p определяется как частота f_i , на которой наблюдается максимальная амплитуда сигнала U_i на выходе резонатора. Предположим, что $f_p \in [f_i, f_{i+1}]$, тогда $f_p = f_i$ при $U_i > U_{i+1}$ и $f_p = f_{i+1}$ при $U_i < U_{i+1}$.

При использовании ФЧХ резонансная частота определяется аналогично, за исключением того, что здесь фиксируется минимальная по модулю разность фаз между сигналом на входе резонатора и на выходе и соответствующая ей частота, которая принимается равной резонансной.

В отсутствие шумов основной погрешностью при амплитудных измерениях резонансной частоты по АЧХ и фазовых измерений по ФЧХ является систематическая погрешность дискретности δ_d :

$$\delta_d = \begin{cases} (f_i - f_p)/f_p & \text{при } U_i > U_{i+1}; \\ (f_{i+1} - f_p)/f_p & \text{при } U_i < U_{i+1}. \end{cases} \quad (1)$$

Введём параметр y , показывающий положение резонансной частоты f_p относительно середины интервала $[f_i, f_{i+1}]$, в котором предположительно находится резонансная частота, и определяемый как

$$y = (f_p - f_i - 0,5s)/s; \quad y \in [-0,5; 0,5]. \quad (2)$$

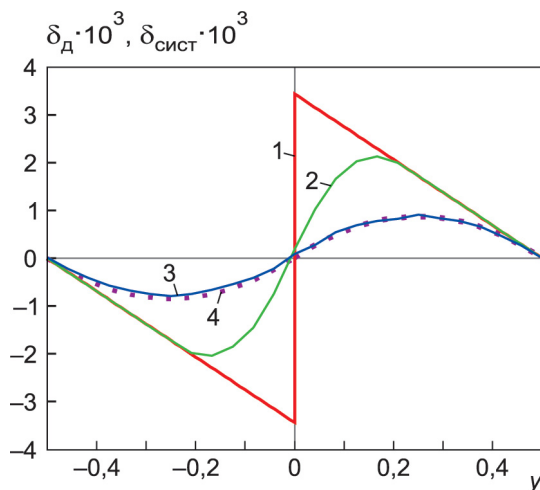


Рис. 1. Теоретические зависимости относительной погрешности дискретности $\delta_d(y)$ (1) и систематической погрешности $\delta_{\text{сист}}(y)$ (4), а также экспериментальные (2, 3) зависимости $\delta_{\text{сист}}(y)$ амплитудного и фазового методов при $s=100$ кГц: 1 – $u_{\text{max}}=0$, $\Delta f_{\text{max}}=0$; 2 – $u_{\text{max}}=0,0023$, $\Delta f_{\text{max}}=5$ кГц; 3, 4 – $u_{\text{max}}=0,023$, $\Delta f_{\text{max}}=50$ кГц

Fig. 1. Theoretical graphs of the dependences of the relative discreteness error $\delta_d(y)$ (curve 1) and the systematic error $\delta_{\text{sis}}(y)$ (curve 4), as well as experimental dependences $\delta_{\text{sis}}(y)$ (curves 2 and 3) for the amplitude and phase methods at $s=100$ kHz (1 – $u_{\text{max}}=0$, $\Delta f_{\text{max}}=0$; 2 – $u_{\text{max}}=0.0023$, $\Delta f_{\text{max}}=5$ kHz; 3, 4 – $u_{\text{max}}=0.023$, $\Delta f_{\text{max}}=50$ kHz)

Тогда выражение (1) можно переписать в виде

$$\delta_d = \begin{cases} (-2y-1)s/(2f_p) & \text{при } y \leq y'; \\ (-2y+1)s/(2f_p) & \text{при } y \geq y'. \end{cases} \quad (3)$$

В формуле (3) y' – значение y , при котором возникает разрыв функции $\delta_d(y)$. Зависимость $\delta_d(y)$ имеет пилообразный вид (рис. 1, кривая 1), максимальное по модулю значение δ_d принимает в точке y' , причём знак и значение δ_d зависят от направления приближения y к y' .

Параметр y' можно определить, используя аналитическое выражение для АЧХ резонатора $A(f_i)$ [10]:

$$A(f_i) \approx A_{\max} \left[1 + Q^2 (f_i/f_p - f_p/f_i)^2 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где $A_{\max}$ – максимальное значение коэффициента передачи при резонансе; Q – добротность резонатора.

Решив уравнение $A(f_i) = A(f_{i+1})$ относительно f_p , можно получить частоту резонанса

$$f_p = \sqrt{f_i^2 + sf_i} \approx f_i \left[1 + s/(2f_i) - s^2/(8f_i^2) \right],$$

которая соответствует значению $y' \approx -s/(8f_i)$.

Теперь максимальную погрешность δ_d в точке y' при стремлении y к этой точке с разных направлений можно вычислить

$$\delta_d|_{y \rightarrow y' \pm} \approx \pm s/(2f_p) + s^2/(8f_p^2).$$

Поскольку точное значение f_p неизвестно, то и f_p , и y следует считать случайными величинами, имеющими равномерное распределение вероятности и плотность вероятности p ($p=1/s$ для f_p и $p=1$ для y). Таким образом, с учётом формулы (3) среднее значение $\delta_{d, \text{cp}}$ случайной величины δ_d и случайную погрешность дискретности $\delta_{d, \text{сл}}$ можно определить как

$$\left. \begin{aligned} \delta_{d, \text{cp}} &= \int_{-0,5}^{0,5} \delta_d dy \approx s^2/(8f_p^2); \\ \delta_{d, \text{сл}} &= \sqrt{\int_{-0,5}^{0,5} (\delta_d - \delta_{d, \text{cp}})^2 dy} \approx s/(2\sqrt{3}f_p). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Для корректного сравнения в дальнейшем различных алгоритмов целесообразно ввести среднюю по модулю систематическую погрешность $\delta_{d, \text{сист}}$, которая определяется как

$$\delta_{d, \text{сист}} = \int_{-0,5}^{0,5} |\delta_d| dy \approx s/(4f_p). \quad (6)$$

При амплитудных и фазовых шумах положение максимума АЧХ или нуля ФЧХ является случайной величиной и статистически зависит как от уровня этих шумов, так и от близости частоты f_i к f_p . Поэтому по максимуму АЧХ или нулю ФЧХ при многократном сканировании при $y = \text{const}$ можно фиксировать различные частоты f_p и резонансную частоту необходимо определять по среднему значению совокупности данных частот. В этом случае

для оценки погрешности измерения резонансной частоты необходимо использовать методы теории вероятностей.

Определение резонансной частоты по АЧХ. При дискретном сканировании амплитуда i -го радиоимпульса, поступающего на вход резонатора $U_{\text{вх}i}$, состоит из детерминированной $U_{\text{вх}}$ и случайной U'_i составляющих:

$$U_{\text{вх}i} = U_{\text{вх}} + U'_i, \quad i = \overline{1, I}. \quad (7)$$

На выходе резонатора амплитуда этих радиоимпульсов $U_{\text{вых}i}$ составляет

$$U_{\text{вых}i} = A_i U_{\text{вх}i}, \quad (8)$$

где A_i – коэффициент передачи резонатора на частоте f_i в установившемся режиме.

При каждом сканировании регистрируется максимальная амплитуда и соответствующая ей частота. Случайная составляющая амплитуды обуславливает вероятность того, что кроме частоты, ближайшей к резонансной частоте f_p , могут быть зарегистрированы и другие частоты, расположенные выше или ниже f_p . Среднее значение всех зафиксированных частот за N сканирований с некоторой погрешностью соответствует истинной резонансной частоте. Так как регистрируемые частоты f_i являются дискретными, то формулы для среднего значения M и дисперсии D регистрируемых частот по определению имеют вид

$$\left. \begin{aligned} M &= \sum_1^I P_i f_i; \\ D &= \sum_1^I P_i (f_i - M)^2, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где P_i – вероятность фиксации частоты f_i по максимуму амплитуды.

В этом случае систематическая $\delta_{\text{сист}}$ и случайная $\delta_{\text{сл}}$ погрешности измерения резонансной частоты вычисляются по формулам

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\text{сист}} &= (M - f_p)/f_p; \\ \delta_{\text{сл}} &= \sqrt{D}/f_p. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Вероятность P_i в общем случае определяется как

$$P_i = P(U_{\text{вых}i} > U_{\text{вых}j}); \quad i \neq j; \quad i, j = \overline{1, I}.$$

С учётом формул (7), (8) неравенство $U_{\text{вых}i} > U_{\text{вых}j}$ можно представить в виде $u_i > d_{ji} + u_j$, где $u_{i,j} = U'_{i,j}/U_{\text{вх}}$; $d_{ji} \approx (A_j - A_i)/A_{\max}$.

Геометрически вероятность P_i можно интерпретировать как вероятность попадания точки с координатами $\{u_i, u_j\}$ в область V_i многомерного пространства размерностью $I_{\text{вер}}$, где $I_{\text{вер}}$ – вероятное количество фиксируемых по максимуму амплитуды дискретных частот. Для равномерного распределения вероятностей границы этой области должны быть заданы соотношениями

$$u_i > u_j + d_{ji}; \quad u_{i,j} = \pm u_{\max}; \quad i \neq j; \quad i, j = \overline{1, I_{\text{вер}}},$$

где $u_{\max}$ – максимальное относительное значение шума.

В описанном выше случае вероятность P_i имеет вид

$$P_i = V_i / V,$$

где $V = (2u_{\max})^{I_{\text{вер}}}$ – объём многомерного куба размерностью $I_{\text{вер}}$.

При заданном значении $u_{\max}$ размерность $I_{\text{вер}}$ определяется из уравнения

$$2u_{\max} - A_{\max} + A_{\max} [1 - I_{\text{вер}}^2 s^2 / (2b^2)] = 0.$$

В этом уравнении $b = f_p / Q$ – ширина АЧХ резонатора на уровне 3 дБ; решая его относительно $I_{\text{вер}}$ и округляя до целого сверху, получаем

$$I_{\text{вер}} = \lceil 2b\sqrt{u_{\max}} / s \rceil.$$

Заметим, что теоретическое определение вероятности P_i при $I_{\text{вер}} > 2$ представляет сложную задачу, получаемые при этом формулы довольно громоздкие и их сложно анализировать. Поэтому в качестве примера рассмотрим теоретическое определение погрешностей измерения резонансной частоты только для $I_{\text{вер}} = 2$. В этом случае можно использовать две дискретные частоты, например f_1, f_2 . При $f_p \in [f_1, f_2]$ вероятность вычисляется по формуле

$$P_i = S_i / (8u_{\max}^2), \quad i = 1, 2,$$

где S_1 – площадь треугольника, задаваемого уравнениями прямых $u_1 = u_2 + d$; $u_1 = -u_{\max}$; $u_2 = u_{\max}$ при $d = (A_1 - A_2) / A_{\max}$ и $y \geq 0$; S_2 – площадь пятиугольника, задаваемого уравнениями $u_1 = u_2 + d$; $u_1 = \pm u_{\max}$; $u_2 = \pm u_{\max}$.

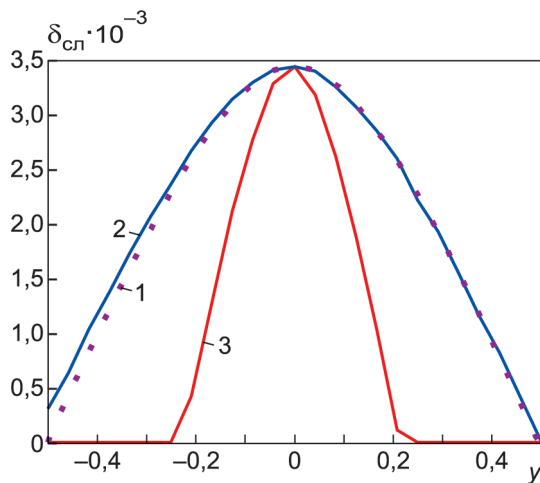


Рис. 2. Теоретическая (1) и экспериментальные (2, 3) зависимости случайной погрешности $\delta_{\text{сл}}(y)$ амплитудного и фазового методов при $s = 100$ кГц: 1, 2 – $u_{\max} = 0,023$, $\Delta f_{\max} = 50$ кГц; 3 – $u_{\max} = 0,0023$, $\Delta f_{\max} = 5$ кГц

Fig. 2. Theoretical (curve 1) and experimental (curves 2, 3) graphs of the dependence of the random error $\delta_r(y)$ for the amplitude and phase methods at $s = 100$ kHz (1, 2 – $u_{\max} = 0.023$, $\Delta f_{\max} = 50$ kHz; 3 – $u_{\max} = 0.0023$, $\Delta f_{\max} = 5$ kHz)

Таким образом, вероятности P_1, P_2 запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= (2u_{\max} - d)^2 / (8u_{\max}^2); \\ P_2 &= 1 - P_1. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Если $y \leq 0$, то в формулах (11) индексы при P изменяются на противоположные.

Параметр d можно найти путём разложения коэффициента передачи (4) в ряд Тейлора относительно переменной f_i в точке f_p :

$$A(f_i) \approx A_{\max} [1 - 2(f_i - f_p)^2 / b^2 + 2(f_i - f_p)^3 / (b^2 f_p)].$$

С учётом формулы (2) запишем выражение

$$d = s^2 (12sy^2 + 8f_p y + s) / (2b^2 f_p),$$

подставим его в уравнения (11) и получим

$$P_1 = \frac{(4u_{\max} b^2 f_p - 8s^2 f_p y - 12s^3 y^2 - s^3)^2}{32b^4 f_p^2 u_{\max}^2}. \quad (12)$$

Затем подставим уравнения (11), (12) в (9), выведем соотношения для M, D и далее с учётом формулы (10) получим приближённые выражения для систематической и случайной погрешностей:

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\text{сист}} &\approx y^2 \left(\frac{3s^4}{b^2 f_p^2 u_{\max}} \pm \frac{3s^7}{4b^4 f_p^3 u_{\max}^2} \pm \frac{2s^5}{b^4 f_p u_{\max}^2} \right) + \\ &+ y \left(\frac{2s^3}{b^2 f_p u_{\max}} \pm \frac{s^6}{2b^4 f_p^2 u_{\max}^2} - \frac{s}{f_p} \right) + \frac{s^4}{4b^2 f_p^2 u_{\max}}; \\ \delta_{\text{сл}} &\approx \frac{1}{f_p} \left(-\frac{4s^{10}}{b^8 u_{\max}^4} y^4 \mp \frac{8s^8}{b^6 u_{\max}^3} y^3 - \frac{4s^6}{b^4 u_{\max}^2} y^2 \pm \right. \\ &\left. \pm \frac{s^7}{b^4 f_p u_{\max}^2} y + \frac{s^2}{4} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Здесь для двойных знаков « $\pm$ » или « $\mp$ » верхний знак соответствует $y < 0$, нижний – $y > 0$. Выражения (13) справедливы для $|d| < 2u_{\max}$ или

$$|y| \leq y_1 = (-2f_p s + \sqrt{4f_p^2 s^2 - 3s^4 + 6su_{\max} b^2 f_p}) / (6s^2).$$

Если $|d| > 2u_{\max}$, то для $y_1 \leq y \leq 0,5$ имеем $\delta_{\text{сист}} = \delta_d$, и $\delta_{\text{сист}}$ вычисляется по формуле (3), при этом $\delta_{\text{сл}} = 0$. Этот случай иллюстрируют рис. 1 (кривая 2) и рис. 2 (кривая 3).

Если в формулы (13) подставить $u_{\max} = s^2 / b^2$, что соответствует равенству $d = 2u_{\max}$, и затем пренебречь членами, начиная с $(s/f_p)^2$ и до более высокой степени, то без существенной потери в точности формулы (13) можно представить в более простом виде

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\text{сист}} &\approx s(\pm 2y^2 + y) / f_p; \\ \delta_{\text{сл}} &\approx s \sqrt{-4y^4 \mp 8y^3 - 4y^2 \pm sy / f_p + 1/4} / f_p; \\ y &\in [-0,5; 0,5]. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Построенные по формулам (14) графики теоретических зависимостей $\delta_{\text{сист}}(y)$, $\delta_{\text{сл}}(y)$ представлены соответственно на рис. 1 (кривая 4) и рис. 2 (кривая 1).

Следует заметить, что выражения (13), (14) характеризуют погрешности $\delta_{\text{сист}}$, $\delta_{\text{сл}}$ только в точке y . Поэтому с учётом случайного характера f_p по аналогии с (5), (6) целесообразно также определить среднюю систематическую погрешность $\delta_{\text{сист}}^{\text{ср}}$, среднюю по модулю систематическую погрешность $\delta_{\text{сист}}^{\text{м}}$ и среднюю квадратическую случайную погрешность $\delta_{\text{сл}}^{\text{кв}}$:

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\text{сист}}^{\text{ср}} &= \int_{-0,5}^{0,5} \delta_{\text{сист}} dy \approx 3s^2 / (16f_p^2); \\ \delta_{\text{сист}}^{\text{м}} &= \int_{-0,5}^{0,5} |\delta_{\text{сист}}| dy \approx s / (12f_p); \\ \delta_{\text{сл}}^{\text{кв}} &= \sqrt{\int_{-0,5}^{0,5} \delta_{\text{сл}}^2 dy} \approx 0,34s / f_p. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Определение резонансной частоты по ФЧХ. При фазовом измерении резонансной частоты при каждом сканировании на выходе резонатора регистрируются минимальная по модулю разность фаз между сигналами на входе и выходе резонатора $\Phi(f_i + \Delta f_i)$ и соответствующая этому минимуму частота f_i . Частотные флуктуации сигнала синтезатора учитываются случайной величиной Δf_i , которая характеризует нестабильность частоты синтезатора. Вероятность P_i фиксации частоты f_i в качестве резонансной определим как

$$P_i = P(|\Phi(f_i + \Delta f_i)| \leq |\Phi(f_j + \Delta f_j)|), \quad i \neq j, \quad i, j = \overline{1, I},$$

где неравенство в скобках представим в виде

$$|\Phi_i + \varphi_i| \leq |\Phi_j + \varphi_j|. \quad (16)$$

В неравенстве (16) Φ_i , Φ_j и φ_i , φ_j – детерминированные и случайные составляющие разности фаз, соответствующие частотам f_i , f_j .

Как и для амплитудного метода, наиболее простые выражения для погрешностей получаются, если по минимуму фазы при $f_p \in [f_1, f_2]$ в качестве резонансной фиксируется только одна из двух частот f_1 или f_2 , что справедливо при максимальном значении частотных флуктуаций $\Delta f_{\text{max}} \leq s/2$. Тогда неравенство (16) можно переписать в виде $\varphi_1 \leq d - \varphi_2$, где $d = -\Phi_2 - \Phi_1$.

Параметр d можно определить из выражения для ФЧХ [10]:

$$\Phi(f_i) \approx -\text{arctg}[Q(f_i/f_p - f_p/f_i)],$$

которое с помощью разложения функции $\Phi(f)$ в ряд Тейлора целесообразно представить в виде степенного полинома

$$\Phi(f) \approx -2(f - f_p)/b + (f - f_p)^2 / (bf_p),$$

и записать d как

$$d = -4sy/b - s^2(2y^2 + 0,5) / (bf_p). \quad (17)$$

Определение вероятностей P_i для фазового метода аналогично описанному выше для амплитудного метода. Выражения для P_i подобны формулам (11), в которых u_{max} заменено на максимальное значение фазового шума φ_{max} и учтено, что $d \geq 0$ при $y \leq 0$:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= (2\varphi_{\text{max}} - d)^2 / (8\varphi_{\text{max}}^2); \\ P_2 &= 1 - P_1; \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\varphi_{\text{max}} = \Phi(f_p - s/2) - \Phi(f_p) \approx s/b + s^2 / (4bf_p).$$

Для $y \geq 0$ ($d \leq 0$) в формулах (18) числовые индексы изменяются на противоположные.

Подставим в формулы (9), (10) выражения (17), (18) и получим приближённые соотношения для систематической и случайной погрешностей фазового метода:

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\text{сист}} &\approx y^2 \left(\frac{s^3}{bf_p^2 \varphi_{\text{max}}} \pm \frac{s^5}{4b^2 f_p^3 \varphi_{\text{max}}^2} \pm \frac{2s^3}{b^2 f_p \varphi_{\text{max}}^2} \right) + \\ &+ y \left(\frac{2s^2}{bf_p \varphi_{\text{max}}} \pm \frac{s^4}{2b^2 f_p^2 \varphi_{\text{max}}^2} - \frac{s}{f_p} \right) + \frac{s^3}{4bf_p^2 \varphi_{\text{max}}}; \\ \delta_{\text{сл}} &= \frac{s}{f_p} \left(-\frac{4s^4}{\varphi_{\text{max}}^4 b^4} y^4 \mp \frac{8s^3}{\varphi_{\text{max}}^3 b^3} y^3 - \frac{4s^2}{\varphi_{\text{max}}^2 b^2} y^2 \pm \right. \\ &\left. \pm \frac{s^3}{f_p \varphi_{\text{max}}^2 b^2} y + \frac{1}{4} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Здесь для двойных знаков верхний знак соответствует $y \leq 0$, а нижний – $y \geq 0$.

Следует заметить, что если по аналогии с амплитудным методом в систему (19) подставить $\varphi_{\text{max}} = s/b$ и пренебречь затем малозначимыми членами, то соотношения (19) совпадут с формулами (14).

Компьютерное моделирование метода сканирования.

При исследовании метода сканирования с учётом особенностей реальных чувствительных элементов (резонаторов) более продуктивным и менее затратным по времени может быть метод численного моделирования, реализуемый, например, на базе Matlab. Преимуществом такого подхода является возможность учёта множества нюансов реального объекта (влияние цепей связи, нагрузки, потерь в резонаторе и т. п.), которые существенно усложняют теоретическую модель объекта и соответствующие формулы для расчёта погрешностей $\delta_{\text{сист}}$ и $\delta_{\text{сл}}$. Поэтому для оценки погрешностей метода сканирования, учёта различных влияющих факторов и проверки полученных теоретических формул проведён виртуальный эксперимент.

В среде Matlab создана модель резонатора в виде параллельного LC-контра, который с помощью конденсаторов связи и соответствующих кабелей подключён к синтезатору частот и аналого-цифровому преобразователю. Номиналы элементов LC-контра следующие: индуктивность $L = 5$ нГн; ёмкость $C = 20$ пФ; сопротивление потерь $R = 20$ Ом. Этот контур подключён к нагрузке $R_n = 75$ Ом и источнику сигнала с внутренним сопротивлением $R_{\text{вн}} = 75$ Ом

через ёмкости связи $C_c=2$ пФ. По этим номинальным значениям рассчитаны точные значения параметров резонатора $f_{p,э}=14,54$ МГц, $Q=22,22$, $A_{max}=0,0264$, которые приняты за эталонные.

Методика экспериментальных исследований при определении резонансной частоты по АЧХ.

1. Для заданного значения s формируется массив дискретных частот $\{f_{ik}\}$, $i=1, I$, $k=1, K$; K – заданное количество дискретных значений u .

2. Для этого массива частот рассчитывается массив значений АЧХ данного резонатора $\{A_{ik}\}$. Для рассматриваемого случая заданы входной сигнал $U_{вх}=1$ В и несколько значений максимального относительного амплитудного шума u_{max} и затем программно сгенерирован имитирующий амплитудный шум массив случайных чисел размерностью $I \times K \times N$ (N – количество сканирований), равномерно распределённых в интервале $(-u_{max}, u_{max})$.

3. Шум суммируется с входным сигналом и затем рассчитывается массив значений выходного сигнала $\{U_{вых}\}$ размерностью также $I \times K \times N$.

4. В массиве $\{U_{вых}\}$ вдоль размерности I находятся максимумы и соответствующие им экспериментальные резонансные частоты f_{pkn} .

5. Определяется среднее значение $M[f_p]$ для каждого значения u путём усреднения частот f_{pkn} вдоль размерности N :

$$M[f_p] = \sum_{n=1}^N f_{pkn} / N.$$

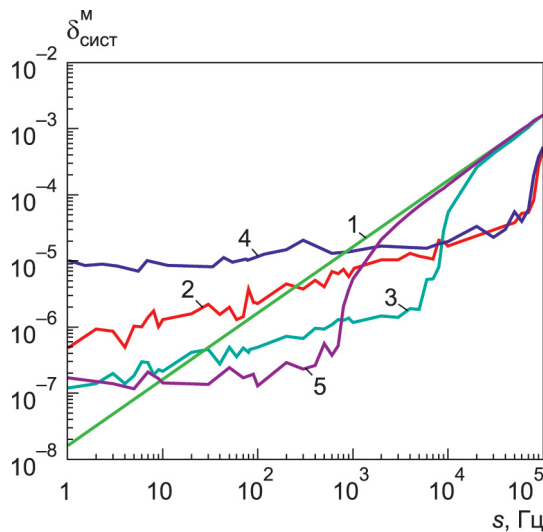


Рис. 3. Экспериментальные зависимости средней по модулю систематической погрешности $\delta_{сис}^M$ от шага перестройки частоты s для амплитудного (1–3) и фазового (1, 4, 5) методов и различных значений u_{max} (1 – 0; 2 – 0,023; 3 – 0,00023) и Δf_{max} (1 – 0; 4 – 50 кГц; 5 – 500 Гц)

Fig. 3. Experimental graphs of the dependence of the modulus-average systematic error δ_{sis} on the frequency tuning step s for the amplitude (curves 1–3) and phase (curves 1, 4, 5) methods and different values of u_{max} (1 – 0; 2 – 0.023; 3 – 0.00023) and Δf_{max} (1 – 0; 4 – 50 kHz; 5 – 500 Hz)

6. Для каждого значения u вычисляются систематическая $\delta_{сис}(y)$ и случайная $\delta_{сл}(y)$ погрешности определения резонансной частоты по формулам

$$\delta_{сис}(y) = (M[f_p] - f_{p,э}) / f_{p,э};$$

$$\delta_{сл}(y) = \sqrt{\sum_{n=1}^N (f_{pkn} - M[f_p])^2 N^{-1}} / f_{p,э}$$

и строятся графики зависимостей $\delta_{сис}(y)$ и $\delta_{сл}(y)$ (см. соответственно рис. 1, 2, кривые 2, 3) для различных значений u_{max} .

7. Для определения зависимостей $\delta_{сис}^M(s)$ и $\delta_{сл}^{KB}(s)$ задаётся набор значений s и для каждого s определяются погрешности

$$\delta_{сис}^M = \sum_{k=1}^K |\delta_{сис}^{Mk}| / K;$$

$$\delta_{сл}^{KB} = \sum_{k=1}^K |\delta_{сл}^{KBk}| / K.$$

Затем строятся графики зависимостей $\delta_{сис}^M(s)$ (рис. 3, кривые 1–3) и $\delta_{сл}^{KB}(s)$ (рис. 4, кривые 1, 2) для различных значений u_{max} .

Алгоритм определения резонансной частоты по ФЧХ отличается от алгоритма для АЧХ только в пп. 1, 2, 4.

1. Задаётся массив $\{f_{ikn}\}$, каждый элемент которого представляет собой сумму детерминированной f_{ikn} и шумовой Δf_{ikn} составляющих.

2. Для массива $\{f_{ikn}\}$ рассчитывается соответствующий массив фаз $\{\Phi_{ikn}\}$.

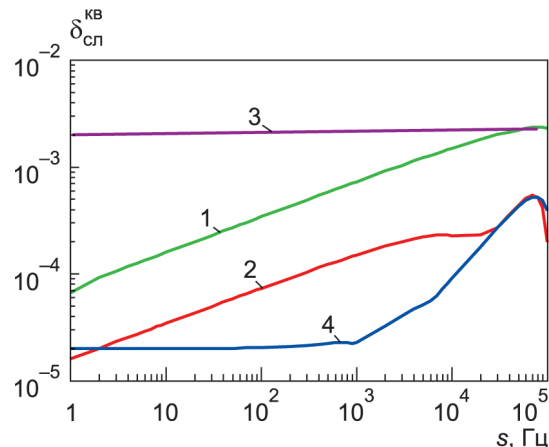


Рис. 4. Экспериментальные графики зависимости средней квадратической случайной погрешности $\delta_{сл}^{KB}$ от шага перестройки частоты s для амплитудного (1, 2) и фазового (3, 4) метода и различных значений u_{max} (1 – 0,023; 2 – 0,00023) и Δf_{max} (3 – 50 кГц; 4 – 500 Гц)

Fig. 4. Experimental graphs of the dependence of the mean square random error δ_{msr} on the frequency tuning step s for the amplitude (curves 1, 2) and phase (curves 3, 4) methods and different values of u_{max} (1 – 0.023; 2 – 0.00023) and Δf_{max} (3 – 50 kHz; 4 – 500 Hz)

3. В массиве $\{\Phi_{ikn}\}$ вдоль размерности I находятся минимумы модуля фазы Φ_{ikn} и соответствующие им частоты f_{pkn} .

Далее повторяются пп. 5–7 и определяются зависимости $\delta_{\text{сист}}^M(s)$ (см. рис. 3, кривые 1, 4, 5) и $\delta_{\text{сл}}^{KB}(s)$ (см. рис. 4, кривые 3, 4) для фазового метода при различных значениях Δf_{max} .

Анализ результатов исследования. Сравнение выражений (13), (19) для погрешностей измерения резонансной частоты соответственно амплитудным и фазовым методами показывает, что (несмотря на некоторое различие) они практически совпадают для значений $s \geq b\sqrt{u_{\text{max}}}$, $s < 0,2\Delta f_{\text{max}}$ для амплитудного и фазового методов соответственно.

На рис. 1, 2 наблюдается совпадение теоретических и экспериментальных кривых, что подтверждает достоверность выбранной теоретической модели для обоих методов измерения.

Из сравнения кривых 1 (отсутствие шумов) и 2–5 (зашумлённый сигнал) (см. рис. 3) следует, что в диапазоне шага перестройки частоты $s \approx (10^{-2} \dots 1)b\sqrt{u_{\text{max}}}$ при измерениях по АЧХ (кривые 2, 3) и $s \approx (2 \cdot 10^{-2} \dots 2)\Delta f_{\text{max}}$ при измерениях по ФЧХ (кривые 4, 5) в присутствии шумов систематическая погрешность существенно уменьшается за счёт эффекта рандомизации. Уменьшение систематической погрешности зашумлённого сигнала также следует из сравнения формул (6), (15). Для фазового метода при $s < 0,2\Delta f_{\text{max}}$ систематическая погрешность далее не изменяется и достигает предела $\delta_{\text{сист}}^M \approx 3 \cdot 10^{-3} \Delta f_{\text{max}}/f_p$, а случайная погрешность вообще не зависит от s и составляет $\delta_{\text{сл}}^{KB} \approx \Delta f_{\text{max}}/(2f_p)$ (см. рис. 3, кривые 4, 5 и рис. 4, кривые 3, 4). В отличие от фазового метода погрешности амплитудного метода снижаются при уменьшении s во всём диапазоне его изменения (см. рис. 3, кривые 2, 3 и рис. 4, кривые 1, 2). Эти кривые при $s < b\sqrt{u_{\text{max}}}/2$ можно аппроксимировать эмпирическими выражениями

$$\delta_{\text{сист}}^M \approx 3,4 \cdot 10^{-4} Q^{-0,64} \sqrt{u_{\text{max}} s / f_p};$$

$$\delta_{\text{сл}}^{KB} \approx Q^{-0,62} \sqrt{u_{\text{max}} s / f_p} / 2,3.$$

На первый взгляд исходя из сравнения кривых погрешностей на рис. 3, 4 фазовый метод по точности проигрывает амплитудному. Однако необходимо иметь в виду, что фазовые шумы можно значительно уменьшить выбором синтезатора с более стабильной (например, 10^{-5} – 10^{-7}) частотой, в то время как уменьшить амплитудные шумы обычно не представляется возможным, так как эти шумы зависят не только от электронных компонентов, но и от линий связи и внешних помех. Поэтому выбор какого-либо метода измерения можно сделать только после анализа существующих условий измерения.

Заключение. Полученные результаты – теоретические формулы и экспериментальные кривые для систематической и случайной погрешностей – позволяют при известных параметрах резонатора и условиях измерения выбрать наиболее подходящий метод измерения резонансной частоты и оптимальные значения шага перестройки частоты для получения минимальной погрешности, что может быть использовано при построении цифровых резонансных датчиков.

При исследованиях амплитудного и фазового методов измерения резонансной частоты выявлен эффект рандомизации, суть которого заключается в том, что при определённом соотношении уровней амплитудных и фазовых шумов, шага перестройки частоты и полосы пропускания резонатора систематическая погрешность может быть существенно уменьшена по сравнению со случаем отсутствия указанных шумов. Эффект рандомизации может быть использован для компенсации систематической погрешности путём выбора оптимальных значений параметров датчика либо (при малом уровне шума) добавления к сигналу синтезатора частот искусственного шума, программно сгенерированного цифровым сигнальным процессором.

Список литературы

1. Викторов В. А., Лункин Б. В., Совлуков А. С. Высоко-частотный метод измерения неэлектрических величин. М.: Наука, 1978. 280 с.
2. Шарапов В. М., Полищук Е. С., Кошевой Н. Д., Ишанин Г. Г., Минаев И. Г., Совлуков А. С. Датчики: Справочное пособие. М.: Техносфера, 2012. 624 с.
3. Джексон Р. Г. Новейшие датчики: Пер с англ. М.: Техносфера, 2007. 384 с.
4. Шарапов В. М., Мусиенко М. П., Шарапова Е. В. Пьезоэлектрические датчики. М.: Техносфера, 2006. 632 с.
5. Petersan P. J., Anlage S. M., *Journal of Applied Physics*, 1998, vol. 84, no. 6, pp. 3392–3402. <https://doi.org/10.1063/1.368498>
6. Егоров В. Н., Токарева Е. Ю. Повышение точности измерений резонансных характеристик // Измерительная техника. 2017. № 7. С. 20–25. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2017-7-20-25>
7. Скрасанов В. Н., Гламаздин В. В., Шубный А. И., Ерёмченко З. Е. Аппаратно-вычислительный комплекс для измерения характеристик низко- и высокочастотных резонаторов в диапазоне 26...37,5 ГГц // Радиофизика и электроника. 2009. Т. 14, № 3. С. 389–400.
8. Лесин В. В., Лисовец Ю. П. Основы методов оптимизации. СПб: Лань, 2021. 344 с.
9. Murphy E., Slattery C., *Analog Dialogue*, 2005, vol. 39, no. 3, pp. 12–15. URL: <http://www.analog.com/library/analogDialogue/archives/39-08/ddsapps.pdf> (дата обращения: 01.03.2021).
10. Лосев А. К. Линейные радиотехнические цепи. М.: Высшая школа, 1971. 560 с.

References

1. Viktorov V. A., Lunkin B. V., Sovlukov A. S., *Vysokochastotnyi metod izmereniya neelektricheskikh velichin* [High-frequency method for measuring non-electrical quantities], Moscow, Nauka, 1978, 280 p. (In Russ.)
2. Sharapov V. M., Polishchuk E. S., Koshevoj N. D., Ishanin G. G., Minaev I. G., Sovlukov A. S., *Datchiki: Spravochnoe posobie* [Sensors: Reference Guide], Moscow, Tekhnosfera, 2012, 624 p. (In Russ.)

3. Jackson R. G., *Novel Sensors and Sensing*, Institute of Physics Publishing, 2004.
4. Sharapov V. M., Musienko M. P., Sharapova E. V., *Pezoelektricheskie datchiki [Piezoelectric sensors]*, Moscow, Tekhnosfera, 2006, 632 p. (In Russ.)
5. Petersan P. J., Anlage S. M., *Journal of Applied Physics*, 1998, vol. 84, no. 6, pp. 3392–3402. <https://doi.org/10.1063/1.368498>
6. Egorov V. N., Tokareva E. Yu., *Measurement Techniques*, 2017, vol. 60, no. 7, pp. 676–683. <https://doi.org/10.1007/s11018-017-1253-9>
7. Skresanov V. N., Glamazdin V. V., Shubnyi A. I., Eremenko Z. Ye., *Telecommunications and Radio Engineering*, 2011, vol. 70, no. 7, pp. 625–647. <https://doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v70.i7.70>
8. Lesin V. V., Lisovets Yu. P., *Osnovy metodov optimizatsii [Basics of optimization techniques]*, St. Petersburg, Lan', 2021, 344 p. (In Russ.)
9. Murphy E., Slattery C., *Analog Dialogue*, 2005, vol. 39, no. 3, pp. 12–15, available at: <http://www.analog.com/library/analogDialogue/archives/39-08/ddsapps.pdf> (accessed: 01.03.2021).
10. Losev A. K., *Lineinye radiotekhnicheskie tsepi [Linear radio circuits]*, Moscow, Vysshaya shkola, 1971, 560 p. (In Russ.)

Статья поступила в редакцию 11.03.2021; принята к публикации 14.04.2021.

Научная статья

УДК 621.396.96

<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-59-65>

Измерение высоты морских волн методом радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами

Евгений Леонидович Шошин

Сургутский государственный университет, Ханты-Мансийский автономный округ – Югра, г. Сургут, Россия, shoshin6@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-2750-4797>

Аннотация. Исследованы актуальные для морского судоходства способы определения высоты морских волн. Рассмотрен метод измерения высоты морских волн путём радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами. Описаны энергетические и спектральные характеристики радиолокационного сигнала, отражённого от морской поверхности при малых углах облучения. Предложен алгоритм расчёта средней высоты волн по результатам измерения поляризационной анизотропии удельной эффективной поверхности рассеяния участка моря. Приведена связь средней частоты амплитудных флуктуаций отражённых радиолокационных сигналов с волнением моря. Выполнен анализ спектральных характеристик отражённых морской поверхностью радиолокационных сигналов при облучении её поляризационно-модулированными сигналами. Рассмотрена процедура формирования эффективной статистической оценки средней высоты волн по результатам спектральных измерений. Выполнен анализ погрешностей формируемых оценок высоты волн, связанных с погрешностями измерения поляризационной анизотропии эффективной поверхности рассеяния и средней частоты огибающей амплитудных флуктуаций, обусловленных проявлением эффекта Доплера. Приведены результаты экспериментальных измерений спектров амплитудных флуктуаций огибающей отражённых сигналов при различном состоянии поверхности моря. Приведена аналитическая зависимость поляризационной анизотропии эффективной поверхности рассеяния моря от угла облучения относительно направления распространения волн. Проведено сравнение оценок высоты морских волн, полученных по данным радиолокационного зондирования и метеонаблюдения.

Ключевые слова: высота волн, приводной ветер, эффективная поверхность рассеяния, доплеровский спектр, поляризационная модуляция, матрица рассеяния

Для цитирования: Шошин Е. Л. Измерение высоты морских волн методом радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 59–65. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-59-65>

Measurement of sea wave height by radar sounding with polarization-modulated signals

Evgeny L. Shoshin

Surgut State University, KHAMAO-Yugra, Surgut, Russia, shoshin6@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-2750-4797>

Abstract. Methods for determining the height of sea waves, which are relevant for maritime navigation, have been investigated. The measurement of the height of sea waves by the method of radar sounding by polarization-modulated signals is considered. The energy and spectral characteristics of the radar signal reflected by the sea surface at low angles of incidence are described. An algorithm for calculating the average wave height based on the results of measuring the polarization anisotropy of the specific effective scattering surface of the sea area is considered. The relation of the average frequency of the amplitude fluctuations of the reflected radar signals with the sea waves is given. The spectral characteristics of radar signals reflected by the sea surface when irradiated with polarization-modulated signals are analyzed. The procedure for forming an effective statistical estimate of the average wave height based on the results of spectral measurements is considered. The errors of the generated estimates of the wave height associated with the measurement errors of the polarization anisotropy of the effective scattering surface and the average frequency of the envelope of the amplitude fluctuations caused by the Doppler effect are analyzed. The results of experimental measurements of the spectra of the amplitude fluctuations of the envelope of the reflected signals at different states of the sea surface are presented. The analytical dependence of the polarization anisotropy of the effective sea scattering surface on the irradiation angle relative to the wave propagation direction is given. A comparison of estimates of the height of sea waves obtained from radar sounding and meteorological observation data is carried out.

Keywords: the height of the waves, near-water wind, the effective surface scattering, Doppler spectrum, polarization modulation, scattering matrix

Введение. Радиолокационный сигнал, отражённый морской поверхностью, содержит информацию о её состоянии

[1–2]. Результаты экспериментальных исследований показывают [3–5], что значения эффективной поверхности

рассеяния (ЭПР) участков моря хорошо коррелируют с параметрами морского волнения. Эту взаимосвязь можно использовать для восстановления скорости и направления приводного ветра и высоты волн. Точность формируемых значений скорости приводного ветра и высоты морских волн по данным измерения ЭПР зависит от полноты применяемой математической модели и статистических характеристик принимаемого сигнала [6].

Другая информационная характеристика радиолокационного сигнала – его доплеровский спектр, параметры которого связаны с геометрией морской поверхности и динамикой её изменения. При малых углах падения зондирующего сигнала ($\Theta < 10^\circ$) доминирует квазизеркальный механизм обратного рассеяния, при котором доплеровский спектр становится гауссовым, а смещение и ширина доплеровского спектра проявляют зависимость от направления и скорости приводного ветра, длины ветрового разгона, уклонов крупномасштабного волнения [7]. Чтобы получить состоятельную оценку скорости приводного ветра и снизить погрешность измерения до 1,47 м/с, необходимо выполнить спектральные измерения в интервале 5–20 мин и вычислить усреднённые значения смещения и ширины доплеровского спектра [8].

Цель работы – повышение оперативности и достоверности оценок высоты морских волн, формируемых по результатам измерения спектральных характеристик отражённого морской поверхностью радиолокационного сигнала при её облучении поляризационно-модулированными сигналами, падающими под малым углом, а также анализ погрешностей измерения и экспериментальное исследование спектров амплитудных флуктуаций огибающей отражённых сигналов.

Связь поляризационной анизотропии эффективной поверхности рассеяния с волнением морской поверхности. К характеристикам морской поверхности относятся следующие величины: высота морских волн; уклон крупномасштабного волнения; орбитальная скорость отражающих элементов; длина гребней волн; анизотропия волнения. Среднюю высоту морских волн H находим по формуле [9]:

$$H = \sqrt{2\pi} \sigma_z,$$

где σ_z – среднее квадратическое отклонение ординат z -волнового профиля морской поверхности.

Для оценки интенсивности волнения также используем высоту волны 3 % обеспеченности, определяемую как

$$H_{3\%} = 2,98 \sqrt{\pi} \sigma_z.$$

Высота $H_{3\%}$ в 2,11 раза больше средней высоты волн. Средняя высота морских волн зависит от скорости U приводного ветра:

$$H = 0,00452 U^{2,5}. \quad (1)$$

В свою очередь, скорость ветра связана с состоянием моря s , выраженным в баллах, следующим соотношением:

$$U = 3,16 s^{0,8}. \quad (2)$$

Результаты экспериментальных исследований [2–4] свидетельствуют о том, что значения удельных ЭПР морской поверхности зависят от ряда факторов: состояния моря; вида поляризации сигнала; несущей частоты облучающего сигнала; направления облучения относительно генерального распространения морских волн; угла падения радиоволн на участок водной поверхности. К настоящему времени разработаны [10] математические модели SIT, GIT, TSC, HYB, которые позволяют рассчитать удельную ЭПР участка моря с учётом перечисленных факторов.

Выполним анализ зависимости энергетических характеристик рассеяния с учётом поляризации зондирующих сигналов от параметров морского волнения. Для этого используем модель удельной ЭПР, разработанную в Технологическом институте Джорджии [10]:

$$\sigma_{hh}^0 = 10 \lg(3,9 \cdot 10^{-6} \lambda \Theta^{0,4} \Lambda_a \Lambda_u \Lambda_w); \quad (3)$$

$$\sigma_{vv}^0 = \sigma_{hh}^0 - 1,05 \ln(H + 0,015) + 1,09 \ln \lambda + 1,27 \ln(\Theta + 0,0001) + 9,7, \quad (4)$$

где $\sigma_{hh}^0, \sigma_{vv}^0$ – средние удельные ЭПР при облучении моря электромагнитными волнами линейной горизонтальной h и вертикальной v поляризации; λ – длина волны; Θ – угол падения сигнала; $\Lambda_a, \Lambda_u, \Lambda_w$ – коэффициенты соответственно многолучевого распространения радиоволн, направления морских волн и скорости ветра.

Вычтем (3) из (4) и получим составляющую σ^0 удельной ЭПР, обусловленную поляризационной анизотропией рассеяния морской поверхности:

$$\sigma^0 = -1,05 \ln(H + 0,015) + 1,09 \ln \lambda + 1,27 \ln(\Theta + 0,0001) + 9,7. \quad (5)$$

На рис. 1 приведены результаты расчёта зависимости параметра σ^0 от угла Θ падения зондирующего сигнала и средней высоты H морских волн. При малом волнении моря удельная ЭПР для вертикальной поляризации сигнала больше, чем для горизонтальной ($\sigma^0 > 0$). Когда средняя высота морских волн увеличивается и становится больше 1 м, удельная ЭПР для горизонтальной поляризации при малых углах падения превышает удельную ЭПР для вертикальной поляризации ($\sigma^0 < 0$).

Из формулы (5) следует, что одним из способов радиолокационной диагностики состояния морской поверхности является измерение параметра σ^0 с последующей оценкой средней высоты волн по формуле

$$H = \lambda^{1,04} (\Theta + 0,0001)^{1,21} \exp(9,24 - \sigma^0) - 0,015. \quad (6)$$

Погрешность измерения средней высоты морских волн связана с погрешностью измерения параметра σ^0 следующим соотношением:

$$\Delta H = \lambda^{1,04} \Theta^{1,21} \exp(9,24 - \sigma^0) \Delta \sigma^0. \quad (7)$$

Определение параметра σ^0 на практике связано с измерением уровней отражённых сигналов в процессе облучения морской поверхности радиолокационными сигналами

с линейными поляризациями v, h . При этом мощность $P_{v,h}$ сигнала (поляризации v, h) на входе приёмника радиолокационной станции равна [9]:

$$P_{v,h} = (P_t G^2 \lambda^2 \theta_{0,5} \Delta R \sigma_{vv, hh}^0) / [(4\pi)^3 R_0^3 \cos \Theta], \quad (8)$$

где P_t – мощность излученного сигнала; G – коэффициент усиления приёмно-передающей антенны; $\theta_{0,5}$ – ширина основного лепестка диаграммы направленности антенны в азимутальной плоскости; ΔR – разрешение по дальности; R_0 – дальность до облучаемого участка.

Из (8) следует

$$\sigma^0 = M\{P_v - P_h\},$$

где $M\{\}$ – операция усреднения, необходимая для сглаживания флуктуаций; параметр σ^0 выражен в децибел-квадратных метрах на квадратный метр; P_v, P_h – мощности сигнала, выраженные в децибел-милливаттах, с линейными поляризациями v, h соответственно.

Связь спектра амплитудных флуктуаций отражённых радиолокационных сигналов с волнением морской поверхности. В [7] проведён анализ доплеровского спектра радиолокационного сигнала, отражённого от морской поверхности при малых углах облучения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что форма доплеровского спектра является гауссовой, а основные характеристики спектра – смещение f_d и ширина Δf_d определяются значениями дисперсии уклонов крупномасштабного волнения, вертикальной составляющей орбитальной скорости и коэффициентов корреляции уклонов. Указанные характеристики зависят от скорости и направления приводного ветра, угла падения радиоволн на участок водной поверхности.

При использовании некогерентных приёмных устройств с линейным амплитудным детектором ширина спектра амплитудных флуктуаций огибающей отражённых сигналов Δf_a связана с шириной доплеровского спектра соотношением $\Delta f_a = 1,415 \Delta f_d$ [11]. При этом средняя частота амплитудных флуктуаций огибающей $f_a = 0,85 \Delta f_a$.

Зависимость параметра f_a от средней высоты морских волн задается соотношением [11]:

$$f_a \lambda = \sqrt{0,354 H g \psi(\alpha)}; \quad (9)$$

$$\psi(\alpha) = 1 + \sin^2 \Theta + m \cos^2 \Theta \cos 2\alpha / (2 + m), \quad (10)$$

где $\psi(\alpha)$ – функция распределения частот; m – показатель анизотропности морских волн; g – ускорение свободного падения; α – угол между направлением облучения морских волн и направлением их распространения.

Оценку степени анизотропности m можно выполнить по результатам измерения средней частоты амплитудных флуктуаций при прямом ($\alpha=0$) и поперечном ($\alpha=90^\circ$) направлениях облучения морских волн относительно их генерального распространения с использованием соотношения [11]:

$$m = f_{a0}^2 / f_{a90}^2 - 1. \quad (11)$$

Заменим в (9) g значением $9,81 \text{ м/с}^2$ и при нахождении $\psi(\alpha)$ в (10) наложим условие $\Theta < 1^\circ$, что позволит получить формулу оценки средней высоты морских волн в метрах по измеренным значениям средней частоты амплитудных флуктуаций, выраженной в герцах, и степени анизотропности волнения:

$$H = 0,29 \lambda^2 f_a^2 (2 + m) / [2 + m + m \cos 2\alpha]. \quad (12)$$

Оценим диапазон возможных значений частоты f_a , соответствующий условиям $\lambda = 0,032 \text{ м}$, $m = 1$. Выразив из (12) среднюю частоту амплитудных флуктуаций при прямом облучении морских волн, получим $f_a = 0 \dots 67 \text{ Гц}$ в диапазоне высот $0 \dots 1 \text{ м}$ и $f_a = 67 \dots 164 \text{ Гц}$ в диапазоне высот $1 \dots 6 \text{ м}$.

При прямом и поперечном облучении $\cos 2\alpha$ в (12) принимает значения ± 1 и относительная погрешность измерения средней высоты морских волн δ зависит от погрешности измерения частоты f_a и параметра m . При $\alpha=0$, $\alpha=90^\circ$ соответственно

$$\delta = \sqrt{[2 \Delta f_a / f_a]^2 + \{2 \Delta m / [(2 + m)(1 + m)]\}^2};$$

$$\delta = \sqrt{[2 \Delta f_a / f_a]^2 + [2 \Delta m / (2 + m)]^2}.$$

Абсолютная погрешность измерения средней высоты волн, определяемой согласно (12), связана с относительной погрешностью соотношением

$$\Delta H = H \delta. \quad (13)$$

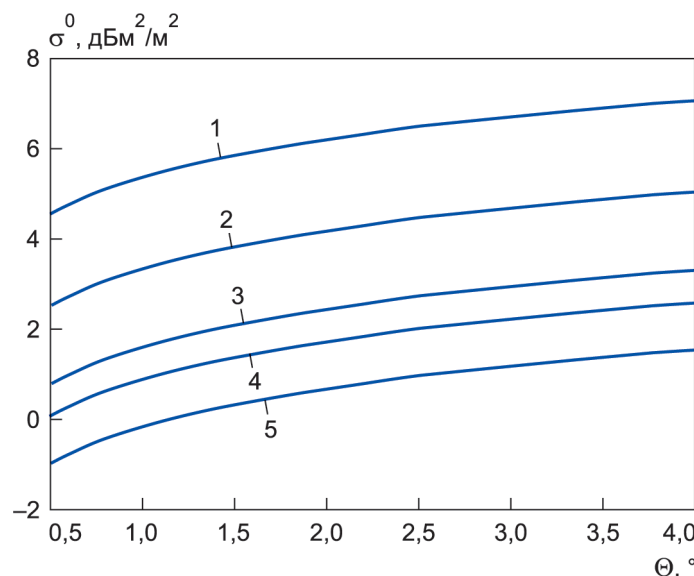


Рис. 1. Зависимость параметра σ^0 от угла Θ падения зондирующего сигнала и средней высоты H морских волн: 1–5 – $H = 0; 0,1; 0,5; 1,0; 2,5 \text{ м}$ соответственно

Fig. 1. Dependence of the parameter σ^0 on the angle Θ of incidence and the average height H of sea waves: 1–5 – $H = 0; 0,1; 0,5; 1,0; 2,5 \text{ m}$ respectively

Спектральные характеристики эхо-сигналов, отражённых морской поверхностью при облучении поляризационно-модулированными сигналами. Корреляционная связь параметров морской поверхности с удельной ЭПР и спектром амплитудных флуктуаций эхо-сигналов образует предпосылки для реализации алгоритма измерения высоты морских волн по результатам радиолокационного зондирования.

Выполним анализ спектральных характеристик радиолокационных сигналов, отражённых морской поверхностью при облучении поляризационно-модулированными сигналами. Используем понятие матрицы рассеяния участка морской поверхности, элементы которой в произвольный момент времени определяются облучением и приёмом электромагнитных волн v и h линейных поляризаций:

$$S = \begin{bmatrix} \dot{S}_{vv} & \dot{S}_{vh} \\ \dot{S}_{vh} & \dot{S}_{hh} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Выражение (14) учитывает условие взаимного обратного рассеяния радиоволн, когда $\dot{S}_{vh} = \dot{S}_{hv}$. Элементы матрицы рассеяния имеют вид

$$\dot{S}_{vv}(\omega) = \sqrt{\sigma_{vv}} \exp \left\{ j \left[\left(\omega_0 + \sum_{i=1}^N \omega_i \right) t + \varphi_{vv} \right] \right\}; \quad (15)$$

$$\dot{S}_{vh}(\omega) = \sqrt{\sigma_{vh}} \exp \left\{ j \left[\left(\omega_0 + \sum_{i=1}^N \omega_i \right) t + \varphi_{vh} \right] \right\}; \quad (16)$$

$$\dot{S}_{hh}(\omega) = \sqrt{\sigma_{hh}} \exp \left\{ j \left[\left(\omega_0 + \sum_{i=1}^N \omega_i \right) t + \varphi_{hh} \right] \right\}, \quad (17)$$

где ω_0 – несущая частота зондирующего сигнала; $\omega_1 \dots \omega_N$ – значения доплеровских частот; σ_{vv} ; σ_{vh} ; σ_{hh} – значения ЭПР в полосе занимаемых частот; φ_{vv} ; φ_{vh} ; φ_{hh} – значения относительных фаз, формируемые при облучении участка морской поверхности и приёме электромагнитных волн линейной поляризации v , h .

Определим уровень сигналов на выходе приёмника радиолокационной станции. Положим, что формирование зондирующих сигналов напряжённостью $\dot{E}_0$ и приём рассеянных сигналов напряжённостью $\dot{E}_s$ осуществляется параболической антенной, в состав облучателя которой входит вращатель Фарадея плоскости поляризации:

$$\dot{E}_s = \frac{E_0 \exp(j2\nu R_0)}{\sqrt{4\pi R_0}} \Pi M S E, \quad (18)$$

где $E = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ – вектор Джонса излученного сигнала; $\Pi = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ – оператор поляризатора, соответствующий плечу антенны для подключения к приёмнику; R_0 – расстояние до облучаемого участка; ν – волновое число; $M = \begin{bmatrix} \cos[\beta(t)] & \sin[\beta(t)] \\ -\sin[\beta(t)] & \cos[\beta(t)] \end{bmatrix}$ – матрица Джонса вращателя Фарадея; $\beta(t)$ – угол поворота плоскости поляризации, принимающий значения 0 и $\pi/2$ с частотой Ω .

матрица Джонса вращателя Фарадея; $\beta(t)$ – угол поворота плоскости поляризации, принимающий значения 0 и $\pi/2$ с частотой Ω .

Выходной сигнал радиолокационного приёмника, включающего линейный амплитудный детектор и видеоусилитель, определим по формуле:

$$E_R(t) = \kappa |\dot{E}_s|, \quad (19)$$

где κ – сквозной коэффициент передачи приёмного тракта.

Подставляя (14)–(17) в (18) и (19) и учитывая временной характер параметров σ_{vv} , σ_{vh} , σ_{hh} на интервале измерений, равном времени посылки N зондирующих сигналов, получим

$$E_R(t_{2n-1}) = \kappa \frac{E_0 \sqrt{\sigma_{vv}(t_{2n-1})}}{\sqrt{4\pi R_0}} \text{ при } \frac{n-1}{\Omega} < t_n \leq \frac{2n-1}{2\Omega}; \quad (20)$$

$$E_R(t_{2n}) = \kappa \frac{E_0 \sqrt{\sigma_{hh}(t_{2n})}}{\sqrt{4\pi R_0}} \text{ при } \frac{2n-1}{2\Omega} < t_n \leq \frac{n}{\Omega}; \quad (21)$$

$$n = 1, 2 \dots N/2.$$

Из (20)–(21) следует, что при некогерентном приёме фазовые характеристики рассеянных сигналов не учитываются. В то же время, временные амплитудные флуктуации выборки значений $E_R(t_n)$, $n = 1, 2 \dots N$ приводят к формированию спектра амплитудных флуктуаций

$$S(f_k) = \sum_{n=1}^N E_R(t_n) \exp \left(-j \frac{2\pi}{T} k n \right). \quad (22)$$

Подставляя (20) и (21) в (22), получим

$$S(f_k) = \sum_{i=1}^N S_{vh}(f_i) + \mu(\Omega), \quad (23)$$

где $S_{vh}(f_i)$ – спектральные отчёты амплитудных флуктуаций, обусловленные проявлением эффекта Доплера при формировании рассеянных сигналов v , h линейных поляризаций; $\mu(\Omega)$ – спектральная составляющая на частоте модуляции Ω , которая имеет уровень, пропорциональный параметру σ^0 .

$$\sigma^0 = M \{ \sigma_{vv} - \sigma_{hh} \} = \frac{\pi}{2} \mu. \quad (24)$$

Оба слагаемых в (23) несут информацию о параметрах морского волнения. Для того, чтобы на формирование спектральных отчётов $S_{vh}(f_i)$ не оказывала влияние поляризационная модуляция зондирующих сигналов, наложим условие:

$$f_b < \Omega, \quad (25)$$

где f_b – верхняя частота энергетического спектра амплитудных флуктуаций.

Приведённый выше расчёт принимаемых значений частоты f_a свидетельствует, что при слабом волнении средняя частота амплитудных флуктуаций не превышает 67 Гц, а при сильном волнении – не превышает 164 Гц. Поэтому можно выбрать частоту поляризационной модуляции со значениями 100 Гц или 200 Гц при частоте посылки зондирующих импульсов 400 Гц.

При измерении спектральных характеристик отражённого сигнала согласно (23) и выполнении условия (25) оценка средней высоты морских волн H_1 , формируемая согласно (24), (6) по измеренному значению параметра μ , будет независимой от оценки средней высоты волн H_2 , формируемой согласно (12) по измеренным значениям параметров f_a , m . Формулы (6), (12) используют модельные представления взволнованной морской поверхности, поэтому можно ожидать, что результаты оценивания H_1 , H_2 будут отличаться между собой. В этих условиях можно предложить следующую процедуру формирования оценки средней высоты морских волн с учётом взвешивающих коэффициентов:

$$H = \eta_1 H_1 + \eta_2 H_2. \quad (26)$$

Связывая значения коэффициентов η_1 , η_2 с погрешностью измерения высоты волн согласно (7), (13), получим

$$\eta_1 = \Delta H_2 / (\Delta H_1 + \Delta H_2);$$

$$\eta_2 = \Delta H_1 / (\Delta H_1 + \Delta H_2).$$

Погрешность формируемого согласно (26) значения H составляет

$$\Delta H = \Delta H_1 \Delta H_2 / (\Delta H_1 + \Delta H_2). \quad (27)$$

Экспериментальное исследование спектров амплитудных флуктуаций. Для проверки возможности дистанционного оценивания параметров морского волнения методом радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами выполнялись измерения спектров амплитудных флуктуаций огибающей отражённых сигналов при различных азимутальных углах облучения поверхности моря и при разном состоянии моря. При проведении исследований использовался радиолокационный поляриметр, который располагался на гиростабилизированной платформе, устраняющей влияние качки судна на результаты измерений.

Технические характеристики радиолокационного поляриметра

Несущая частота 9 370 МГц
 Мощность излучения 9 кВт
 Длительность зондирующего сигнала 3,5 мкс
 Поляризации зондирующего сигнала линейные вертикальная и горизонтальная
 Частоты поляризационной модуляции 100; 200 Гц
 Частота зондирующих импульсов 400 Гц
 Уровень собственных шумов приёмника -100 дБм
 Ширина диаграммы направленности антенны
 в азимутальной и угломерной плоскости 3°

Угол облучения морской поверхности в вертикальной плоскости 0,7°, при этом дальность до облучаемого участка моря составляла 9–10 км с радиальным пространственным разрешением 1 км.

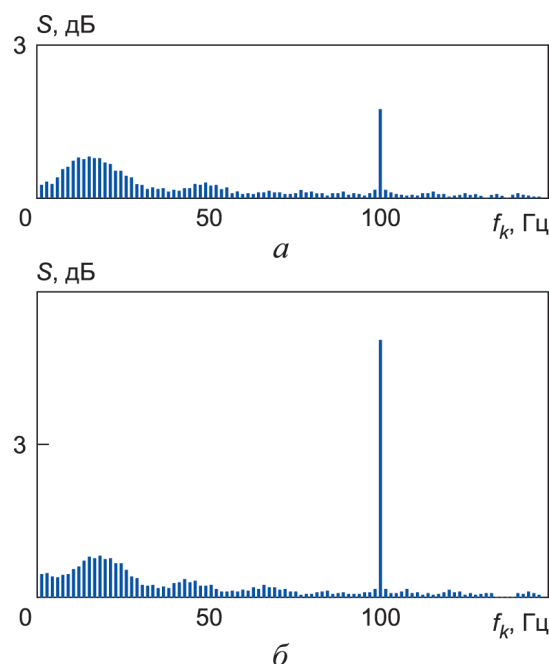


Рис. 2. Спектры амплитудных флуктуаций f_k огибающей отражённого сигнала S при различных углах облучения в азимутальной плоскости: a – $\alpha = 90^\circ$; $f_a = 15,63$ Гц; $\Delta f_a = 6,25$ Гц; $\mu = 1,8$ дБ; b – $\alpha = 0$; $f_a = 18,75$ Гц; $\Delta f_a = 4,69$ Гц; $\mu = 5,0$ дБ

Fig. 2. Spectra of amplitude fluctuations of the envelope of the reflected signal at different angles of irradiation in the azimuthal plane: a – $\alpha = 90^\circ$; $f_a = 15.63$ Hz; $\Delta f_a = 6.25$ Hz; $\mu = 1.8$ dB; b – $\alpha = 0$; $f_a = 18.75$ Hz; $\Delta f_a = 4.69$ Hz; $\mu = 5.0$ dB

Таблица 1

Метеорологические и радиофизические данные

n	U , м/с	С-В, °	H , м	s , баллы	σ_n , σ_v , дБ
1	0,1–0,3	–	0	0	4,84–10,98
2	3,1–3,5	30–50	0,08–0,10	1,1	2,96–7,86
3	6,0–6,4	25–45	0,40–0,47	2,3	0,95–5,41
4	9,4–9,8	15–35	1,22–1,36	4,0	0,16–3,42
5	12,8–13,2	20–40	2,65–2,86	5,9	–0,63–2,12

Формирование спектра амплитудных флуктуаций выполнялось по временной выборке из 128 значений огибающей отражённых сигналов с последующим усреднением спектральных отчётов методом Уэлча. На рис. 2 приведены спектры амплитудных флуктуаций огибающей отражённых сигналов, измеренные при скорости приводного ветра $U = 3,1 \dots 3,5$ м/с (по данным судовой метеостанции).

На рис. 3 приведены азимутальные зависимости параметра σ , построенные для различных значений скорости приводного ветра. Оценка σ выполнялась согласно формуле (27) по значению уровня μ , определяемого по спектру амплитудных флуктуаций с погрешностью $\pm 0,1$ дБ. Погрешность измерения параметра σ составляла 0,31 дБ.

В табл. 1 приведены метеорологические условия во время проведения $n = 1 \dots 5$ измерений, высота волн и состояние моря, связанные со скоростью приводного ветра соотношениями (1), (2),

и пределы изменения σ_H , σ_B параметра σ в диапазоне значений угла облучения в азимутальной плоскости 0–360°; С-В – северо-восточное направление ветра. Наибольшие значения параметра σ принимает при прямом и обратном направлении облучения морского волнения. Наименьшие значения σ принимает в поперечном направлении.

Анализ табл. 1 свидетельствует о близости измеренных значений σ при поперечном облучении морских волн данным расчёта σ^0 , приведённых выше (см. рис. 1). Воспользуемся

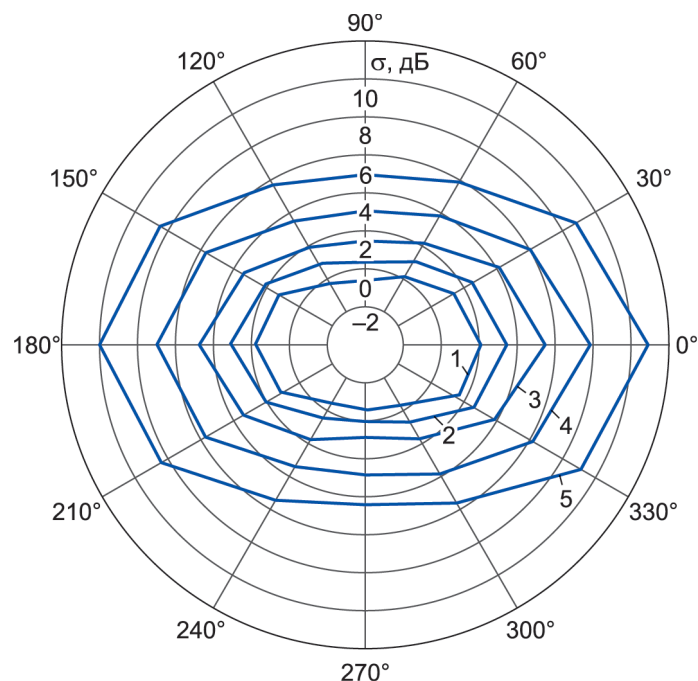


Рис. 3. Азимутальная зависимость параметра σ для различных значений скорости приводного ветра U :

1 – $U=12,8\ldots13,2$ м/с; 2 – $U=9,4\ldots9,8$ м/с; 3 – $U=6,0\ldots6,4$ м/с; 4 – $U=3,1\ldots3,5$ м/с; 5 – $U=0,1\ldots0,3$ м/с

Fig. 3. Azimuthal dependence of the parameter for different values of the drive speed U :

1 – $U=12,8\ldots13,2$ м/с; 2 – $U=9,4\ldots9,8$ м/с; 3 – $U=6,0\ldots6,4$ м/с; 4 – $U=3,1\ldots3,5$ м/с; 5 – $U=0,1\ldots0,3$ м/с

Расчёт высоты морских волн

n	$\alpha, ^\circ$	$f_a, \text{Гц}$	$\Delta f_a, \text{Гц}$	Δm	$\mu, \text{дБ}$	$H_1 \pm \Delta H_1/2, \text{м}$	$H_2 \pm \Delta H_2/2, \text{м}$	$H \pm \Delta H/2, \text{м}$
1	0	7,81	4,69	0,20m	7,0	$0,014 \pm 0,00005$	$0,015 \pm 0,090$	$0,014 \pm 0,000049$
	90	6,25	4,69	0,20m	3,1	$0,014 \pm 0,0015$	$0,015 \pm 0,011$	$0,014 \pm 0,0013$
2	0	18,75	4,69	0,20m	5,0	$0,093 \pm 0,0005$	$0,088 \pm 0,022$	$0,093 \pm 0,00048$
	90	15,63	6,25	0,20m	1,8	$0,094 \pm 0,01$	$0,088 \pm 0,035$	$0,092 \pm 0,007$
3	0	40,63	6,25	0,25m	3,4	$0,41 \pm 0,005$	$0,42 \pm 0,075$	$0,41 \pm 0,0045$
	90	34,38	7,81	0,25m	0,6	$0,57 \pm 0,085$	$0,42 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,045$
4	0	70,31	7,81	0,30m	2,2	$1,35 \pm 0,045$	$1,29 \pm 0,15$	$1,34 \pm 0,035$
	90	60,94	9,38	0,30m	0,1	$1,22 \pm 0,185$	$1,29 \pm 0,205$	$1,25 \pm 0,095$
5	0	103,12	9,38	0,35m	1,3	$2,99 \pm 0,175$	$2,80 \pm 0,27$	$2,95 \pm 0,105$
	90	90,63	10,94	0,35m	-0,4	$2,56 \pm 0,405$	$2,80 \pm 0,36$	$2,74 \pm 0,19$

формулой (5) для аппроксимации зависимости параметра σ от угла азимута и средней высоты волн:

$$\sigma(\alpha, H) = \sigma^0 + (2,1 - 0,36 \ln H) \times (\exp[\cos^2 \alpha - 0,05 \cos^4 \alpha + 0,04 \cos \alpha] - 1). \quad (28)$$

При $\alpha = 90^\circ$ согласно (28) $\sigma = \sigma^0$, и расчёт средней высоты волн по данным измерения поляризационной анизотропии ЭПР выполним по формуле (6). Выражая H из (5) и (28), получим следующий алгоритм оценки средней высоты морских волн по данным измерения σ и произвольного угла α :

$$H = \exp \left\{ \frac{1,09 \ln \lambda + 1,27 \ln (\Theta + 0,0001) + 7,6}{0,69 + 0,37 \exp[\cos^2 \alpha - 0,05 \cos^4 \alpha + 0,04 |\cos \alpha|]} \right\} \times \exp \left\{ \frac{2,18 \exp(\cos^2 \alpha - 0,05 \cos^4 \alpha + 0,04 |\cos \alpha|) - \sigma}{0,69 + 0,37 \exp[\cos^2 \alpha - 0,05 \cos^4 \alpha + 0,04 |\cos \alpha|]} \right\}. \quad (29)$$

Анализ (29) показывает, что погрешность измерения высоты волн зависит от погрешности измерения параметра σ и при поперечном облучении морского волнения определяется по формуле (7), а при прямом облучении ($\alpha = 0$) погрешность измерения H равна

$$\Delta H = \lambda^{0,65} \Theta^{0,75} \exp(7,75 - \sigma) \Delta \sigma. \quad (30)$$

В табл. 2 приведены результаты расчёта средней высоты морских волн по данным измерения спектров амплитудных флуктуаций, полученных в разных метеорологических условиях (табл. 1), и использования соотношений (29), (12) и (26). При нахождении параметра m использовались спектры амплитудных флуктуаций, полученные при прямом и поперечном направлении облучения морской поверхности в азимутальной плоскости и последующим использованием формулы (11). Расчёт погрешности значений H_1 , H_2 , H выполнялся с использованием соотношений (7), (13), (27) и (30).

Анализ табл. 2 показывает, что значения H_1 , H_2 близки к высоте морских волн, наблюдаемой при различных метеорологических условиях (табл. 1), при этом погрешность измерения средней высоты волн ухудшается с увеличением скорости приводного ветра. Погрешность высоты H меньше погрешностей высот H_1 , H_2 , поэтому оценка согласно (26) средней высоты волн является эффективной статистической оценкой.

Таблица 2

меньше погрешностей высот H_1 , H_2 , поэтому оценка согласно (26) средней высоты волн является эффективной статистической оценкой.

Заключение. Анализ спектра амплитудных флуктуаций огибающей отражённых радиолокационных сигналов при облучении морской поверхности поляризационно-модулированными сигналами показал наличие составляющих, обусловленных проявлением эффекта Доплера и поляризационной анизотропии ЭПР. Экспериментальное исследование спектральных

характеристик эхо-сигналов, отраженных морской поверхностью при малых углах падения зондирующих сигналов, выявило зависимость поляризационной анизотропии ЭПР от состояния моря и азимутального угла облучения относительно направления волн. Анализ погрешностей измерения методом радиолокационного зондирования поляризационно-модулированными сигналами показал, что при одновременном измерении двух информационных параметров – средней частоты амплитудных флуктуаций, обусловленных проявлением эффекта Доплера, и поляризационной анизотропии ЭПР участка моря – формируемая оценка средней высоты морских волн характеризуется меньшей погрешностью по сравнению с другими оценками, использующими только один информационный параметр. При скоростях приводного ветра 0,1–13,2 м/с оценки высоты морских волн, полученные по данным радиолокационного зондирования в трёхсантиметровом диапазоне длин волн, оказались близкими к высоте морских волн по данным метеонаблюдений.

Список литературы

1. Chu X., He Y., Karaev V., Chen G., *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2012, vol. 50, no. 11, pp. 4599–4609. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2012.2191560>
2. Hauser D., Tison C., Amiot T., Delaye L., Corcoral N., Castellan P., *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2017, vol. 55, no. 5, pp. 3000–3014. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2017.2658672>
3. Gohil B. S., Sarkar A., Agarwal V., *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2008, vol. 5, no. 3, pp. 387–391. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2008.917129>
4. Stoffelen A., Aaboe S., Calvet J.-Ch., Cotton J., De Chiara G., Saldana J. F., Mouche A., Portabella M., Scipal K., Wagner W., *IEEE J. Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 2017, vol. 10, no. 5, pp. 2086–2097. <https://doi.org/10.1109/JSTARS.2017.2696424>
5. Nekrasov A. V., Khachatryan A., Abramov E. S., Popov D., Markelov O., Obukhovets V. A., Veremyev V., Bogachev M., *Remote Sensing*, 2018, vol. 10, no. 10, pp. 1501–1519. <https://doi.org/10.3390/rs10101501>
6. Wentz F., Smith D., *J. Geophysical Research*, 1999, vol. 104, no. C5, pp. 11499–11514. <https://doi.org/10.1029/98JC02148>
7. Караев В. Ю., Титченко Ю. А., Мешков Е. М., Панфилова М. А., Рябкова М. С. Доплеровский спектр радиолокационного сигнала, отражённого морской поверхностью при малых углах падения // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 6. С. 221–234. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-6-221-234>
8. Караев В. Ю., Панфилова М. А., Рябкова М. С., Титченко Ю. А., Мешков Е. М. Доплеровский спектр радиолокационного сигнала, отражённого морской поверхностью при малых углах падения: эксперимент // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2020. Т. 17. № 2. С. 149–161. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-2-149-161>
9. Кутузов В. М., Михайлов В. Н. Методика расчёта отражений от морской поверхности при оценке зоны видимости

морской РЛС // Материалы международной конференции «Системы Радиолокационного Мониторинга», Ханой, Вьетнам, 21–23 ноября 2017. С. 23–32.

10. Keith D. Ward, Robert J. A. Tough, Simon Watts, *Sea clutter: scattering, the K distribution and radar performance*, 2nd edition, Croydon, CPI Group Ltd, 2013, 586 p. <https://doi.org/10.1049/PBRA020E>
11. Загородников А. А. Радиолокационная съёмка морского волнения с летательных аппаратов. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 240 с.

References

1. Chu X., He Y., Karaev V., Chen G., *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2012, vol. 50, no. 11, pp. 4599–4609. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2012.2191560>
2. Hauser D., Tison C., Amiot T., Delaye L., Corcoral N., Castellan P., *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2017, vol. 55, no. 5, pp. 3000–3014. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2017.2658672>
3. Gohil B. S., Sarkar A., Agarwal V., *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2008, vol. 5, no. 3, pp. 387–391. <https://doi.org/10.1109/LGRS.2008.917129>
4. Stoffelen A., Aaboe S., Calvet J.-Ch., Cotton J., De Chiara G., Saldana J. F., Mouche A., Portabella M., Scipal K., Wagner W., *IEEE J. Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 2017, vol. 10, no. 5, pp. 2086–2097. <https://doi.org/10.1109/JSTARS.2017.2696424>
5. Nekrasov A. V., Khachatryan A., Abramov E. S., Popov D., Markelov O., Obukhovets V. A., Veremyev V., Bogachev M., *Remote Sensing*, 2018, vol. 10, no. 10, pp. 1501–1519. <https://doi.org/10.3390/rs10101501>
6. Wentz F., Smith D., *J. Geophysical Research*, 1999, vol. 104, no. C5, pp. 11499–11514. <https://doi.org/10.1029/98JC02148>
7. Karayev V. Yu., Titchenko Yu. A., Meshkov E. M., Panfilova M. A., Ryabkova M. S., *Sovremennyye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa* [Current problems in remote sensing of the Earth from space], 2019, vol. 16, no. 6, pp. 221–234. (in Russ.) <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-6-221-234>
8. Karayev V. Yu., Panfilova M. A., Ryabkova M. S., Titchenko Yu. A., Meshkov E. M., *Sovremennyye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa* [Current problems in remote sensing of the Earth from space], 2020, vol. 17, no. 2, pp. 149–161. (in Russ.) <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2020-17-2-149-161>
9. Kutuzov V. M., Mikhaylov V. N., Metodika rascheta otrazheniy ot morskoy poverkhnosti pri otsenke zony vidimosti morskoy RLS, *Proceedings of International Conference “Radar Monitoring Systems – 2017”*, Hanoi, Vietnam, 2017, November 21–23, pp. 23–32.
10. Keith D. Ward, Robert J. A. Tough, Simon Watts, *Sea clutter: scattering, the K distribution and radar performance*, 2nd edition, Croydon, CPI Group Ltd, 2013, 586 p. <https://doi.org/10.1049/PBRA020E>
11. Zagorodnikov A. A., *Radiolokatsionnaya s'emka morskogo volneniya s letatel'nykh apparatov* [Radar survey of sea waves from aircraft], Leningrad, Gidrometeoizdat Publ., 1978, 240 p. (in Russ.)

Статья поступила в редакцию 18.02.2021; принята к публикации 08.04.2021.

Модель выделения структурных элементов – линий – на цифровых изображениях в онкодерматологии

Валентин Григорьевич Никитаев¹✉, Александр Николаевич Проничев², Ольга Борисовна Тамразова³, Василий Юрьевич Сергеев⁴, Александр Иванович Отченашенко⁵, Екатерина Александровна Дружинина⁶, Александра Вячеславовна Козырева⁷, Михаил Андреевич Соломатин⁸, Владимир Сергеевич Козлов⁹

1, 2, 5, 6, 7, 8, 9 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

¹vgnikitayev@mephi.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-4349-3023>

²anpronichev@mephi.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0443-8504>

⁵alot.zte@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-8693-5357>

⁶edruzhinin4@yandex.ru, <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=57204121876>

⁷kozyreva.sasha@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0003-2727-3802>

⁸mis4455@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0002-9929-615X>

⁹vskozlov@mephi.ru, <https://orcid.org/0000-0002-1418-6278>

³ Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, anait_tamrazova@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3261-6718>

⁴ Центральная государственная медицинская академия Управления делами Президента Российской Федерации, Москва, Россия, vasesergeevu@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-8487-137X>

Аннотация. Рассмотрена проблема ранней диагностики одного из наиболее опасных злокачественных новообразований кожи – меланомы. Разработана модель выделения структурных элементов (линий) на цифровых изображениях новообразований кожи в онкодерматологии. Модель основана на адаптивной бинаризации исходного цифрового дерматоскопического изображения новообразований кожи и последующих операциях дилатации, эрозии, скелетизации, фильтрации ложных фрагментов линий. Для проведения опыта тестовые дерматоскопические изображения новообразований кожи визуально разделяли на четыре группы. Экспериментально установлены оптимальные параметры обработки изображений четырёх групп для модели выделения структурных элементов – линий. Экспериментально определённая точность выделения линий составила 95 %. Результаты работы являются итогом междисциплинарного взаимодействия врачей-дерматологов Центральной медицинской академии Управления делами Президента Российской Федерации, Медицинского института Российского университета дружбы народов и специалистов в области информационно-измерительных систем Инженерно-физического института биомедицины Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ». Предложенная модель может быть востребована при разработке компьютерных систем поддержки принятия врачебных решений при диагностике меланомы кожи – опасного злокачественного новообразования.

Ключевые слова: выделение линий, цифровая обработка изображений, дерматоскопические структуры, меланома кожи

Для цитирования: Никитаев В. Г., Проничев А. Н., Тамразова О. Б., Сергеев В. Ю., Отченашенко А. И., Дружинина Е. А., Козырева А. В., Соломатин М. А., Козлов В. С. Модель выделения структурных элементов – линий – на цифровых изображениях в онкодерматологии // Измерительная техника. 2021. № 6. С. 66–71. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-6-66-71>

A model for the selection of structural elements of lines in digital images in oncodermatology

Valentin G. Nikitaev¹, Alexandr N. Pronichev², Olga B. Tamrazova³, Vasily Yu. Sergeev⁴, Ekaterina A. Druzhinina⁵, Alexandr I. Otchenashenko⁶, Alexandra V. Kozyreva⁷, Mihail A. Solomatin⁸, Vladimir S. Kozlov⁹

1, 2, 5, 6, 7, 8, 9 National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

¹vgnikitayev@mephi.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-4349-3023>

²anpronichev@mephi.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0443-8504>

⁵alot.zte@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-8693-5357>

⁶edruzhinin4@yandex.ru, <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=57204121876>

⁷kozyreva.sasha@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0003-2727-3802>

⁸mis4455@yandex.ru, <https://orcid.org/0000-0002-9929-615X>

⁹vskozlov@mephi.ru, <https://orcid.org/0000-0002-1418-6278>

³ Russian Peoples' Friendship University, Moscow, Russia, anait_tamrazova@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3261-6718>

⁴ Central State Medical Academy of the Administrative Department of the President of the Russian Federation, Moscow, Russia, vasesergeevu@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-8487-137X>

Abstract. The problem of early diagnosis of one of the most dangerous malignant neoplasms of the skin – melanoma is considered. A model for identifying the structural elements of lines in digital images of skin neoplasms in oncodermatology has been developed. The model is based on adaptive binarization of the original digital dermatoscopic image of skin neoplasms and subsequent operations of dilation, erosion, skeletonization and filtering of false fragments of lines. Test dermatoscopic images of skin neoplasms are visually divided into four groups to conduct the experiment. The optimal parameters of image processing of four groups for the model of selection of structural elements – lines – are experimentally established. The experimentally determined accuracy of the selection of lines was 95 %. The work is the result of interdisciplinary cooperation between dermatologists of the Central Medical Academy of the Presidential Administration of the Russian Federation, the Medical Institute of the Peoples' Friendship University of Russia and specialists in the field of information and measurement systems of the Engineering and Physical Institute of Biomedicine of the National Research Nuclear University "MEPhI". The proposed model can be used in the development of computer systems to support medical decision – making in the diagnosis of skin melanoma – a dangerous malignant neoplasm.

Keywords: line recognition, digital image processing, dermatoscopic structures, skin melanoma

Введение. Меланома считается одним из наиболее опасных злокачественных новообразований кожи, требующих ранней диагностики. Универсального алгоритма диагностики данного заболевания не существует, поэтому применяются различные инструментальные диагностические методы [1–3], например, световой дерматоскопии, неинвазивной эпидермальной геномной детекции и конфокальной сканирующей лазерной микроскопии и др. Повысить качество дерматоскопической диагностики меланомы можно с использованием технологий искусственного интеллекта (базы знаний, алгоритмы распознавания образов и др.) [4, 5]. Компьютерные системы обработки изображений обладают значительным потенциалом для скрининга и раннего обнаружения меланомы [6]. Процесс автоматизированной диагностики состоит из этапов получения данных, их описания, фильтрации, классификации и представления результатов. Пример системы поддержки принятия решений представлен в статье [7], авторы которой разработали приложение для графического отображения характеристик поражения кожи, соответствующие правилу ABCD (асимметрия, нерегулярность границ, цветовые узоры и диаметр). Эффективность применения различных классификаторов – свёрточных нейронных сетей, метода опорных векторов, k ближайших соседей (k -NN) – при диагностике заболеваний кожи по их изображениям рассмотрены в [8–10].

В [1–3, 6–10] проанализированы характеристики, например симметрия, поражения кожи в целом, а не структурные элементы поражения. Важной характеристикой поражения кожи являются структурные элементы различных типов (линии, псевдоподии, круги, комки или глыбки, точки) [11], которым в перечисленных работах не отводится достаточного внимания.

Одними из значимых диагностических признаков в онкодерматологии согласно алгоритму Киттлера являются особые дерматоскопические структуры на коже, которые врачи называют линиями [12]. Линия – не прерывающийся на определённом расстоянии двумерный объект, длина которого намного больше его ширины. Линии могут быть как прямыми, так и изогнутыми, могут пересекаться, образуя

узлы [13], могут образовывать и пигментную сеть. Если радиально расположенные линии занимают не всю площадь краевой зоны изображения, а только его часть, то этот признак учитывается в алгоритме как маркер злокачественности опухоли.

Анализ публикаций по выделению линий на изображениях выявил ряд алгоритмов для обработки изображений объектов, не являющихся новообразованиями кожи [14–16]. Поиск кривых заданного семейства с применением метода Хафа позволяет обнаруживать простые фигуры – прямые, окружности или эллипсы [14]. В работе [15] описан алгоритм формирования контурных представлений на основе методов Робертса, Собеля, Лапласа и Превитта. Результаты экспериментов демонстрируют выделение важных каркасных линий при построении модели зданий и помещений. Отмечено, что эффективным методом формирования контурного представления для поиска линий является метод Собеля. По точности определения искомых линий он превышает остальные методы на 8–30 %. Но его существенным недостатком является то, что вместо одной линии он находит несколько. Методы поиска линий, описанные в [14, 15], применимы для искусственно созданных контрастных, чётких линий и окружностей, однако линии в новообразованиях кожи имеют более сложную форму.

В работе [16] решается задача автоматизированного поиска линий кровеносных сосудов на биомедицинских изображениях с применением метода взвешенного графа и алгоритма оптимизации пути Дийкстры. Выполненный авторами вычислительный эксперимент показал устойчивость метода к различным вариациям изображения (шум, сильное искривление сосудов и др.). Однако работоспособность метода проверена всего на десяти реальных изображениях, что составляет малую выборку, точность распознавания не представлена. Также линии сосудов значительно более чёткие, в отличие от пигментных линий, что может привести к низкой эффективности алгоритма для изображений новообразований кожи.

В ряде исследований анализируются изображения новообразований кожи. Модель диагностики меланомы кожи, основанная на количественной оценке геометрических и цветовых

свойств новообразований, представлена в [17, 18], где для обнаружения границ новообразования применены алгоритмы Собеля и Кэнни, однако внутри новообразования структурные элементы линий не исследованы.

В [19] для выделения пигментной сети использованы выравнивание гистограммы изображения и морфологические операции, а в [20] – дифференциальная геометрия и гессиан функции. Применение методов на основе гессиана показано в [21]. В статье [22] рассмотрен вариант использования энергетических масок и матрицы зависимости соседнего уровня среднего. В исследованиях [23, 24] для выделения линий сети применяется теория графов. Однако в публикациях [19–24] рассматривается выборка, которая ограничена только линиями, складывающимися в пигментную сеть.

Обзор литературы [1–24] показал, что проблема выделения пигментных линий на изображениях новообразований кожи недостаточно освещена, а также отсутствует модель автоматизированного выделения линий различных типов для автоматизированной диагностики новообразований кожи.

Цель настоящей работы – разработка модели выделения структурных элементов – линий – на цифровых изображениях новообразований кожи в онкодерматологии.

Модель выделения структурных элементов – линий. Авторами настоящей статьи предложена следующая концептуальная модель M системы выделения структурных элементов – линий – на дерматоскопических изображениях кожи:

$$M = \{I, B, D, E, P, S, F, O\},$$

где I – регистрация входного изображения; B – бинаризация по яркости; D – дилатация; E – эрозия; P – повторная дилатация; S – скелетизация; F – фильтрация ложных фрагментов скелета линий; O – выходное изображение – визуализация выделенных скелетов линий на исходном изображении новообразования кожи.

Данная модель структурных элементов линий на изображениях новообразований кожи позволяет построить скелет линий и визуализировать его на фоне исходного изображения (для проверки корректности выделения линий).

Регистрация входного изображения I . На вход системы поступают цветные изображения кожных новообразований, сделанные с помощью дерматоскопа РДС-2 (ООО «НПО Биофотоника», Россия). Размер изображений 2560×1920 пикселей. Для представления цвета используется трёхкомпонентная (R – красный, G – зелёный, B – синий) цветовая модель. Каждый цветовой компонент кодируется 8-битным цифровым кодом, что позволяет зарегистрировать 256 градаций яркости по каждому компоненту. Таким образом, цвет каждого пиксела представляется 24-битным цифровым кодом.

Факторами, искажающими исходные данные, являются шум и неравномерность освещения. Для использованных в эксперименте цифровых изображений измерен уровень шума по каждому RGB-компоненту. Измерения выполняются для пикселей изображения в области однородного фона. Среднее квадратическое отклонение для R - и G -компонентов яркости составляет две градации яркости, для B -компонента – четыре

градации яркости. Неравномерность освещения проявляется в большей освещённости центральной части кадра по сравнению с периферийной – в среднем относительное изменение яркости цветовых компонент составляет около 40 %.

Бинаризация B . До построения скелета линий на фоне кожи необходимо выделить область новообразования, на которой потенциально может находиться линия. Задача решается в два этапа: выделяется область на изображении, относящаяся к области новообразования, далее выделяются локально тёмные области, которые потенциально могут представлять линии. Эта процедура выполняется методом комбинированной бинаризации и состоит из последовательного применения бинаризации с заданным единым для всего изображения порогом и адаптивной бинаризации. Адаптивный порог рассчитывается на основе свёртки двумерной функции Гаусса

$$G(x, y) = A \exp \left[\frac{-(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2c^2} \right]$$

с изображением окрестности S пиксела с координатами (x_0, y_0) . Окрестность имеет форму квадрата со стороной W (в пикселах). Длину W пользователь может подбирать исходя из свойств изображения. Параметры функции Гаусса задаются следующим образом:

$$A = \left[\sum_{(x, y) \in S} G(x, y) \right]^{-1};$$

$$c = 0,3[0,5(W-1)-1] + 0,8.$$

Согласно результатам эксперимента точность выделения линий методом адаптивной бинаризации с применением свёртки с функцией Гаусса выше, чем методом с использованием простого усреднения яркости компонентов по окрестности. В результате бинаризации области, соответствующие линиям, окрашиваются в белый цвет, а фон – в чёрный.

Дилатация D . Данная операция применяется для удаления чёрных мелких полостей внутри белых областей для обеспечения целостности линий (чтобы внутренние полости в выделенных областях не приводили к разветвлению линий) [25]. Параметром операции является размер ядра. По результатам эксперимента найдено оптимальное ядро для операции дилатации на изображениях рассматриваемого типа – квадратная область размером 5×5 пикселей.

Эрозия E . Операция выполняется в два этапа [25]. На первом этапе белые области восстанавливаются по их внешнему контуру до операции дилатации D . Для этого в качестве ядра используется квадратная область 5×5 пикселей. На втором этапе сглаживаются края областей, соответствующих линиям. Как показал эксперимент, для устранения «изломанности» границ выделенных областей достаточно использовать в качестве ядра операции квадрат 3×3 пиксела.

Повторная дилатация P . Эта операция необходима для восстановления незначительных (до двух пикселей)

разрывов белых областей. Здесь в качестве ядра операции применяется квадратная область размером 3×3 пиксела.

Скелетизация S. В основе скелетизации лежит применение алгоритма Зонг-Суня [26] со скользящей утончающей маской размером 3×3 пиксела. Осуществляется в две последовательные итерации. В результате выполнения операции получается скелет линий.

Фильтрация F. Для устранения ложных ветвей отростков построенного скелета линий дополнительно выполняется фильтрация отростков. Длина отростка скелета линии рассчитывается как корень из суммы квадратов разностей между значениями координат по осям абсцисс и ординат для точек, представляющих начало скелета линии и ближайшую к нему точку ветвления. Если это расстояние меньше заданного порогового значения, то отросток скелета удаляется.

Представление данных O. Для представления результатов выделения структурных элементов – линий – на исходное изображение сверху наносится рисунок построенного скелета после фильтрации. В результате можно сравнить одновременно обработанное изображение и исходное, также можно сохранять обработанное изображение в файл.

Экспериментальное исследование. Исследовали 80 изображений новообразований, полученных от специалистов Российского общества дерматоскопии и оптической диагностики кожи. Цель эксперимента: оценить эффективность цифровой обработки дерматоскопических изображений новообразований кожи с применением предложенной модели выделения структурных элементов – линий.

В ходе эксперимента выбраны четыре ($N=4$) группы визуально различаемых типов изображений: 1 – изображения с преобладанием розового цвета на новообразовании и вокруг него (зачастую краснота обусловлена присутствием линий сосудов); 2 – изображения со «смазанным» рисунком структурных элементов линий; 3 – изображения новообразований, имеющих тёмно-коричневый пигмент в центре, совпадающий с цветом линий (слабоконтрастные линии); 4 – изображения группы новообразований с окраской бежевого оттенка без красноты и контрастными линиями. В ходе эксперимента подбирали параметры модели – размер окрестности адаптивной бинаризации и смещение яркости для адаптивного порога. Для гарантированного выделения линий разной толщины размер окрестности в пикселах выбран как удвоенная толщина самой толстой линии в выборке изображений плюс единица. Для трёх типов рассматриваемых изображений из четырёх смещение яркости оказалось одинаковым и равным трём градациям яркости. Для выделения области новообразования на изображении использован единый порог: пикселы с яркостью меньше этого порога относятся к области новообразования. Результаты приведены в табл. 1.

Точность выделения линий Acc оценена по формуле

$$Acc = TP / (TP + FP + FN) \cdot 100,$$

где TP – число правильно выделенных линий; FP – число ложно выделенных линий; FN – число пропущенных при выделении линий.

Таблица 1

Параметры модели для четырёх групп изображений

Параметр	1	2	3	4
Размер окрестности, пиксела	29	43	27	39
Смещение яркости, градации яркости	3	3	2	3
Единый порог, пиксела	98	148	154	120

Таблица 2

Результаты эксперимента по выделению линий для четырёх групп изображений

N	TP	FN	FP	$Acc, \%$
1	67	6	2	89
2	631	15	12	96
3	715	16	10	96
4	117	12	0	91

Показатели точности для выбранных параметров представителей групп изображений представлены в табл. 2. Для группы 1 характерна высокая точность выделения пигментных линий. В группе 2 точность выделения пигментных линий значительно различается между областями сильной и слабой пигментации. При этом общая точность выделения меньше, чем у других групп изображений, ввиду нечётких линий, слабо контрастирующих с новообразованием. Для изображений из группы 3 характерно выделение линий только на периферии новообразования ввиду их достаточного контраста, поскольку в тёмном центре новообразования линии сливаются с фоном. В группе 4 наблюдается большая (по сравнению с данными для других групп) точность выделения линий, что обусловлено высокой контрастностью как новообразования и фона, так структурных элементов новообразования. Пример изображения группы 4 с наложенным на него скелетом выделенных линий приведён на рисунке.

Точность выделения линий на всех изображениях без разделения их на группы составила 95 %.



Пример изображения из группы 4 с наложенными скелетами линий по завершению работы программы выделения линий на дерматоскопических изображениях новообразований кожи

An example of an image of group 4 with superimposed skeletons of lines at the end of the program for line selection on dermoscopic images of skin neoplasms

Заключение. Предложенная модель для выделения структурных элементов – линий – на дерматоскопических изображениях кожи основана на применении операций бинаризации, дилатации, эрозии, повторной дилатации, скелетизации и фильтрации ложных отростков. Новым в данной модели является сочетание и последовательность применяемых операций. В качестве метода скелетизации использован алгоритм Зонга-Суня. Адекватность модели для выделения линий проверена экспериментально по 80 дерматоскопическим изображениям новообразований кожи, разделённым на четыре группы. Определены оптимальные параметры модели. Итоговая точность выделения линий составила 95 %. В рамках дальнейших исследований необходимо исследовать возможности оценки характеристик выделенных линий с целью диагностики меланомы.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-11-00176).

Список литературы

1. Эберт М. А., Гафтон Г. И., Зиновьев Г. В., Гафтон И. Г. Современный взгляд на диагностику меланомы кожи // Вопросы онкологии. 2019. Т. 65. № 5. С. 638–644. <https://doi.org/10.37469/0507-3758-2019-65-5-638-644>
2. Zhuchkov M. V., Sharova N. M., Bol'shakova E. E., Sonin D. B., *Consilium Medicum*, 2020, vol. 22, no. 7, pp. 38–41.
3. Kudrin K. G., Rimskaya E. N., Apollonova I. A., Nikolaev A. P., Chernomyrdin N., Svyatoslavov D. S., Davydov D. V., Reshetov I. V., *Optics and Spectroscopy*, 2020, vol. 128, no. 6, pp. 820–831. <https://doi.org/10.1134/S0030400X20060132>
4. Kulik S., Shtanko A., *Procedia Computer Science*, 2020, vol. 169, pp. 164–167. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.129>
5. Prilipsky R. E., Zaeva M. A., *Procedia Computer Science*, 2020, vol. 169, pp. 96–99. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.120.19>
6. Marchetti M. A., Liopyris K., Dusza S. W., Codella N. C., Gutman D. A., Helba B., Kalloo A., Halpern A. C., Soyer H. P., Curiel-Lewandrowski C., Caffery L., Malvey J., *Journal of the American Academy of Dermatology*, 2020, vol. 82, no. 3, pp. 622–627. <https://doi.org/10.1016/j.jaad.2019.07.016>
7. Amelard R., Glaister J., Wong A., Clausi D. A., *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 2014, vol. 62, no. 3, pp. 820–831. <https://doi.org/10.1109/TBME.2014.2365518>
8. Oliveira R. B., Papa J. P., Pereira A. S., Tavares J., *Neural Comput. & Applic.*, 2018, vol. 29, no. 3, pp. 613–636. <https://doi.org/10.1007/s00521-016-2482-6>
9. Munir K., Elahi H., Ayub A., Frezza F., Rizzi A., *Cancers*, 2019, vol. 11, no. 9, p. 1235. <https://doi.org/10.3390/cancers11091235>
10. Masood A., Ali Al-Jumaily A., *International journal of bio-medical imaging*, 2013, vol. 2013. <https://doi.org/10.1155/2013/323268>
11. Inskip M., Cameron A., Akay B. N., Gorji M., Clark S. P., Rosendahl N., Coetzer-Botha M., Kittler H., Rosendahl C., *JDDG: Journal der Deutschen Dermatologischen Gesellschaft*, 2020, vol. 18, no. 9, pp. 969–976. <https://doi.org/10.1111/ddg.14220>
12. Kittler H., Rosendahl C., Cameron A., Tschandl P., *Dermatoscopy. An algorithmic method based on pattern analysis*, Facultas Publishing AG, 2018.

13. Жучков М. В., Булиньска А. К., Кимтлер Г. Применение алгоритма «Хаос и Признаки» в оценке дерматоскопических изображений пигментных новообразований кожи // Дерматология (Приложение к журналу Consilium Medicum). 2017. № 2. С. 5–13.

14. Кудрина М. А. Использование преобразования Хафа для обнаружения прямых линий и окружностей на изображении // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2014. Т. 16. №. 4 (2). С. 476–478.

15. Зотин А. Г., Борисов Ю. В., Лисица А. С. Сравнительный анализ методов формирования контурных представлений для поиска линий на основе метода Хафа // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М. Ф. Решетнёва. 2013. Т. 47. № 1. С. 24–30.

16. Ильсоева Н. Ю., Корепанов А. О., Чукулаев П. М. Метод выделения центральных линий кровеносных сосудов на диагностических изображениях // Компьютерная оптика. 2006. № 29. С. 146–150.

17. Taouil K., Romdhane N. B., *Proceedings of 2nd International Conference on Distributed Frameworks for Multimedia Applications*, Penang, Malaysia, 15–17 May 2006, pp. 1–12. <https://doi.org/10.1109/DFMA.2006.296918>

18. Taouil K., Romdhane N. B., Bouhlef M. S., *Proceedings of 2nd International Conference on Information & Communication Technologies*, Damascus, Syria, 24–28 April 2006, vol. 1, pp. 212–220. <https://doi.org/10.1109/ICTTA.2006.1684373>

19. Fischer S., Schmid P., Guillo J., *Proceedings of 3rd IEEE International Conference on Image Processing*, Lausanne, Switzerland, 19 Sept. 1996, vol. 1, pp. 323–326. <https://doi.org/10.1109/ICIP.1996.559416>

20. Fleming M. G., Steger C., Zhang J., Gao J., Cognetta A. B., Dyer C. R., *Computerized medical imaging and graphics*, 1998, vol. 22, no. 5, pp. 375–389.

21. Grana C., Cucchiara R., Pellacani G., Seidenari S., *Proceedings of 18th International Conference on Pattern Recognition (ICPR'06)*, Hong Kong, 20–24 Aug., 2006, vol. 2, pp. 275–278. <https://doi.org/10.1109/ICPR.2006.764>

22. Anantha M., Moss R. H., Stoecker W. V., *Comput. Med. Imaging Graph.*, 2004, vol. 28, no. 5, pp. 225–234.

23. Sadeghi M., Razmara M., Ester M., Lee T. K., Atkins M. S., *Medical Imaging 2010: Image Processing. International Society for Optics and Photonics*, 2010, vol. 7623, pp. 762312.

24. Sadeghi M., Razmara M., Lee T. K., Atkins M. S., *Comput. Med. Imaging Graph.*, 2011, vol. 35, no. 2, pp. 137–143.

25. Гришанов К. М., Белов Ю. С. Морфологические операции для уменьшения шума на изображении // Наука, техника и образование: сетевой журнал. 2016. № 2. С. 90–95. URL: <https://nto-journal.ru/catalog/informacionnye-texnologii/177/> (дата обращения: 10.02.2021).

26. Zhang T. Y., Suen C. Y., *Communications of the ACM*, 1984, vol. 27, no 3, pp. 236–239.

References

1. Ebert M. A., Gafton G. I., Zinovev G. V., Gafton I. G., *Problem in oncology*, 2019, vol. 65, no. 5, pp. 638–644. (In Russ.) <https://doi.org/10.37469/0507-3758-2019-65-5-638-644>

2. Zhuchkov M. V., Sharova N. M., Bol'shakova E. E., Sonin D. B., *Consilium Medicum*, 2020, vol. 22, no. 7, pp. 38–41.
3. Kudrin K. G., Rimskaya E. N., Apollonova I. A., Nikolaev A. P., Chernomyrdin N., Svyatoslavov D. S., Davydov D. V., Reshetov I. V., *Optics and Spectroscopy*, 2020, vol. 128, no. 6, pp. 820–831. <https://doi.org/10.1134/S0030400X20060132>
4. Kulik S., Shtanko A., *Procedia Computer Science*, 2020, vol. 169, pp. 164–167. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.129>
5. Prilipsky R. E., Zueva M. A., *Procedia Computer Science*, 2020, vol. 169, pp. 96–99. <https://doi.org/10.1016/j.procs.2020.02.120.19>
6. Marchetti M. A., Liopyris K., Dusza S. W., Codella N. C., Gutman D. A., Helba B., Kalloo A., Halpern A. C., Soyer H. P., Curiel-Lewandrowski C., Caffery L., Malvey J., *Journal of the American Academy of Dermatology*, 2020, vol. 82, no. 3, pp. 622–627. <https://doi.org/10.1016/j.jaad.2019.07.016>
7. Amelard R., Glaister J., Wong A., Clausi D. A., *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 2014, vol. 62, no. 3, pp. 820–831. <https://doi.org/10.1109/TBME.2014.2365518>
8. Oliveira R. B., Papa J. P., Pereira A. S., Tavares J., *Neural Comput. & Applic.*, 2018, vol. 29, no. 3, pp. 613–636. <https://doi.org/10.1007/s00521-016-2482-6>
9. Munir K., Elahi H., Ayub A., Frezza F., Rizzi A., *Cancers*, 2019, vol. 11, no. 9, p. 1235. <https://doi.org/10.3390/cancers11091235>
10. Masood A., Ali Al-Jumaily A., *International journal of biomedical imaging*, 2013, vol. 2013. <https://doi.org/10.1155/2013/323268>
11. Inskip M., Cameron A., Akay B. N., Gorji M., Clark S. P., Rosendahl N., Coetzer-Botha M., Kittler H., Rosendahl C., *JDDG: Journal der Deutschen Dermatologischen Gesellschaft*, 2020, vol. 18, no. 9, pp. 969–976. <https://doi.org/10.1111/ddg.14220>
12. Kittler H., Rosendahl C., Cameron A., Tschandl P., *Dermatoscopy. An algorithmic method based on pattern analysis*, Facultas Publishing AG, 2018.
13. Zhuchkov M.V., Bulinska A.K., Kittler H., *Dermatoscopy (Suppl. Consilium Medicum)*, 2017, no. 2, pp. 5–13. (In Russ.)
14. Kudrina M. A., *Izvestia of the Samara Scientific Center of the Russian Academy of Sciences*, 2014, vol. 16, no. 4 (2), pp. 476–478. (In Russ.)
15. Zotin A. G., Borisov Yu. V., Lisitsa A. S., *Vestnik Sibirskogo gosudarstvennogo aerokosmicheskogo universiteta im. akademika M. F. Reshetneva*, 2013, vol. 47, no. 1, pp. 24–30. (In Russ.)
16. Ilyasova N. Yu., Korepanov A. O., Chikulaev P. M., *Computer optics*, 2006, no. 29, pp. 146–150. (In Russ.)
17. Taouil K., Romdhane N. B., *Proceedings of 2nd International Conference on Distributed Frameworks for Multimedia Applications*, Penang, Malaysia, 15–17 May 2006, pp. 1–12. <https://doi.org/10.1109/DFMA.2006.296918>
18. Taouil K., Romdhane N. B., Bouhlef M. S., *Proceedings of 2nd International Conference on Information & Communication Technologies*, Damascus, Syria, 24–28 April 2006, vol. 1, pp. 212–220. <https://doi.org/10.1109/ICTTA.2006.1684373>
19. Fischer S., Schmid P., Guilloid J., *Proceedings of 3rd IEEE International Conference on Image Processing*, Lausanne, Switzerland, 19 Sept. 1996, vol. 1, pp. 323–326. <https://doi.org/10.1109/ICIP.1996.559416>
20. Fleming M. G., Steger C., Zhang J., Gao J., Cognetta A. B., Dyer C. R., *Computerized medical imaging and graphics*, 1998, vol. 22, no. 5, pp. 375–389.
21. Grana C., Cucchiara R., Pellacani G., Seidenari S., *Proceedings of 18th International Conference on Pattern Recognition (ICPR'06)*, Hong Kong, 20–24 Aug., 2006, vol. 2, pp. 275–278. <https://doi.org/10.1109/ICPR.2006.764>
22. Anantha M., Moss R. H., Stoecker W. V., *Comput. Med. Imaging Graph.*, 2004, vol. 28, no. 5, pp. 225–234.
23. Sadeghi M., Razmara M., Ester M., Lee T. K., Atkins M. S., *Medical Imaging 2010: Image Processing. International Society for Optics and Photonics*, 2010, vol. 7623, pp. 762312.
24. Sadeghi M., Razmara M., Lee T. K., Atkins M. S., *Comput. Med. Imaging Graph.*, 2011, vol. 35, no. 2, pp. 137–143.
25. Grishanov K. M., Belov Yu. S., *Nauka, tehnika, obrazovanie*, 2016, no. 2, pp. 90–95, available at: URL: <https://nto-journal.ru/catalog/informacionnye-texnologii/177/> (accessed: 10.02.2021). (In Russ.)
26. Zhang T. Y., Suen C. Y., *Communications of the ACM*, 1984, vol. 27, no. 3, pp. 236–239.

Статья поступила в редакцию 20.05.2021; принята к публикации 16.06.2021.



21

**страна –
член КОOMET**

лет

**сотрудничества
в метрологии**

2690

**СМС–строк
НМИ/НИ
стран КОOMET**

450

**завершенных
проектов**

эталоны
законодательная метрология
системы менеджмента качества
информация и обучение

**www.coomet.org
www.coomet.net**

Евро-Азиатское сотрудничество государственных
метрологических учреждений

Измерения для здоровья



ПОДПИСКА – 2021

- на ежемесячный научно-технический журнал
«Измерительная техника»
(печатное издание и электронная копия)
- на журнал «Метрология»
(периодичность выхода 4 раза в год)
- ▶ онлайн на сайтах подписных агентств
- ▶ в редакции

Подписка через Интернет

ГК «Урал-Пресс»

«Измерительная техника»	«Метрология»
38168 (печатное издание)	013316
013315 (электронная копия)	(электронная копия)

www.ural-press.ru

☎ +7 (495) 789-86-36; +7 (499) 700-05-07

ООО «Информнаука»

www.informnauka.com

☎ +7 (495) 787-38-73; +7 (499) 152-54-81

✉ informnauka@viniti.ru

Агентство «Книга-Сервис»

- интернет-каталог «Пресса по подписке» www.akc.ru
- объединённый каталог «Пресса России» www.pressa-rf.ru

☎ +7 (495) 631-62-54

✉ podpiska@pressa-rf.ru

Научная электронная библиотека eLIBRARY.RU www.elibrary.ru

Электронно-библиотечная система «РУКОНТ» www.lib.rucont.ru

Подписка в редакции
на номера текущего года и архивные номера 2016–2020 гг.

- ▶ по телефону +7 (495) 430-28-02
- ▶ по электронной почте kersova@vniims.ru
- ▶ на сайтах www.vniims.ru, www.izmt.ru

Адрес редакции:

119361 Москва, ул. Озёрная, 46, ФГУП «ВНИИМС»

☎ +7 (495) 781-48-70

✉ izmt@vniims.ru

www.izmt.ru