

Том 69, Номер 7

ISSN 0033-8494
Июль 2024



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 69, номер 7, 2024

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

- Влияние амплитудно-фазовых ошибок и выхода из строя случайных излучающих каналов на характеристики антенной решетки
А. А. Измайлов, Е. С. Бахромкина, Г. А. Бейлис 595
- Зондирование влажности почвы сверхширокополосными электромагнитными импульсами с борта беспилотного летательного аппарата
К. В. Музалевский, С. В. Фомин, А. Ю. Каравайский, З. Ружичка, Ю. А. Лескова, А. Г. Липшин, В. Н. Романов 609
- Бипериодическая линейная решетка
С. Е. Банков, М. Д. Дупленкова 622
- О полосе частот поляризаторов на основе слоистых периодических диэлектрических структур
Буй Ван Чунг, В. А. Калошин, Е. В. Фролова 632
-

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

- Особенности резонансносвязанных магнитоупругих мод в структуре ферромагнетик-диэлектрик
В. Н. Шапоров, В. Г. Шавров, В. И. Шеглов 638
-

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

- Разработка лампы бегущей волны w-диапазона с ленточным электронным пучком и замедляющей системой типа сдвоенная гребенка
В. Н. Титов, И. А. Чистяков, И. А. Навроцкий, Д. Н. Золотых, Р. А. Торгашов, О. Р. Абрамов, Е. В. Горшкова, В. В. Емельянов, Н. М. Рыскин 648
-

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

- Определение констант и построение полевых зависимостей параметров структур металл-окисел-полупроводник со сверхтонкими слоями окисла кремния по их экспериментальным высокочастотным вольт-фарадным характеристикам
Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева, И. А. Шушарин 656
- Применение модели высокочастотного импеданса структур металл–трехслойный изолирующий промежуток–кремний к характеристикам реальных объектов
Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева 664
-

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

- Формирование контура линии нутации в условиях сильного неоднородного поля в проточных ядерно-магнитных спектрометрах с быстрым изменением скорости потока
В. В. Давыдов, А. А. Гольдберг, Р. В. Давыдов 669
- Динамика размерного резонанса собственного стимулированного пикосекундного излучения в гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$, в которой это излучение наводит фотонный кристалл и осцилляции населенности электронов
Н. Н. Агеева, И. Л. Броневай, А. Н. Кривонос 678

Особенности системы регистрации и хранения информации многоканального
фурье-спектрометра

В. А. Вагин, П. С. Мартьянов, А. И. Хорохорин

686

НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Аппаратно-программный комплекс для исследования внутренней температуры активных
элементов мощных лазеров на основе ультразвукового зондирования

А. Д. Мансфельд, Г. П. Волков, А. А. Кузьмин, А. В. Кунаев, А. Г. Санин, А. А. Шайкин

690

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.677

ВЛИЯНИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ОШИБОК И ВЫХОД ИЗ СТРОЯ СЛУЧАЙНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ КАНАЛОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

© 2024 г. А. А. Измайлов*, Е. С. Бахромкина, Г. А. Бейлис

Научно-производственное предприятие «Салют»,
ул. Плеханова, 6, Москва, 111123 Российская Федерация

*E-mail: yustas1993@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.12.2023 г.

После доработки 29.03.2024 г.

Принята к публикации 05.04.2024 г.

Предложен расчет влияния амплитудно-фазовых ошибок, выхода из строя случайного количества излучающих каналов на основные характеристики антенных решеток (АР). В работе представлен алгоритм имитации выхода из строя элементов и модулей АР на основе известных функций амплитудно-фазовых распределений. Рассчитаны качественные характеристики направленности АР в условиях вышедших из строя каналов, модулей и наличия ошибок в амплитудно-фазовых распределениях.

Ключевые слова: амплитудно-фазовые ошибки, выход из строя излучающих каналов, выход из строя излучающих модулей, антенная решетка

DOI: 10.31857/S0033849424070017, EDN: HZIMBN

ВВЕДЕНИЕ

Неизменной тенденцией в разработке антенных решеток (АР), фазированных антенных решеток (ФАР) и активных фазированных антенных решеток (АФАР) является обеспечение работоспособности и сохранение их радиотехнических характеристик в условиях воздействия шумовых помех, наличия амплитудных и фазовых ошибок по апертуре, выхода из строя нескольких каналов приемных и передающих модулей, а также отказ модулей целиком и т.д.

Проблема выхода из строя случайного числа излучающих каналов и их влияние на характеристики АР не раз рассматривалась в целом ряде работ. Например в [1], приведены прямые зависимости уровня боковых лепестков (УБЛ) и коэффициента направленного действия (КНД) для различных амплитудно-фазовых распределений. При этом число вышедших из строя каналов и модулей задается в процентном соотношении распределенных случайным образом по апертуре АР. В работе [2], посвященной амплитудно-фазовым ошибкам, проведен анализ методов определения ошибки установки

луча при влиянии амплитудно-фазовых искажений и приведен алгоритм уменьшения СКО позиционирования главного лепестка диаграммы направленности (ДН) [3]. Однако в работе рассмотрено лишь одно амплитудное распределение и не учитывается влияние выхода из строя отдельных элементов на диаграммы направленности и отклонение главного луча [4]. В [5] оценивается вклад, вносимый амплитудно-фазовыми флуктуациями и влияние отказов каналов на характеристики АР. Для вычислений авторы используют градиентный метод оптимизации, основным недостатком которого является то, что полученные энергетические характеристики сильно зависят от имеющейся статистики отказов.

Анализ вышедших из строя каналов и модулей АР приведен в [6]: авторами рассмотрены различные формы апертуры антенных решеток, проведено сравнение характеристик АР при выходе из строя отдельных элементов решетки и ее модулей. Ключевым недостатком работы является представление фазовой ошибки смещением на 180° , что в реальных услови-

ях не может быть соблюдено, так как величина ошибки носит случайный характер, а наличие флуктуаций в амплитудном распределении не рассматривается.

В представленной работе проведен анализ влияния амплитудно-фазовых ошибок на характеристики АР для различных распределений, разработаны алгоритмы выхода из строя случайных излучающих каналов и модулей АР и рассмотрено их влияние на ДН АР.

Цель статьи – исследование влияния амплитудно-фазовых ошибок, а также выхода из строя случайных излучающих каналов и модулей на характеристики АР.

1. ФУНКЦИИ АМЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ДН АР

В первом разделе анализировались известные специальные функции амплитудного распределения, исходя из которых было принято решение использовать в работе: 1) равномерное распределение и 2) \cos^2 на пьедестале 0.2. Выбор этих функций обусловлен простотой реализации и наивысшим значением направленности ДН – для равномерного распределения, низким уровнем боковых лепестков порядка 30 дБ – для распределения \cos^2 на пьедестале 0.2:

$$\begin{cases} A_n = 1, \\ A_p = 1, \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} A_n = \Delta + (1 - \Delta) \sin^2 \left(\pi \frac{n-1}{N-1} \right), \\ A_p = \Delta + (1 - \Delta) \sin^2 \left(\pi \frac{p-1}{P-1} \right), \end{cases} \quad (2)$$

где A_n, A_p – распределения амплитуды по координате в азимутальной и угломестной плоскостях, Δ – величина пьедестала, равная 0.2; n – диапазон каналов по азимуту, p – диапазон каналов по углу места, N – число каналов по азимуту, P – число каналов по углу места.

Ниже приведены характеристики АР с равномерным распределением:

КНД, дБ	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
38.6	1.8	2.5	13.2	13.3

и с распределением \cos^2 на пьедестале:

КНД, дБ	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
36.7	2.4	3.4	31.6	31.7

Оценка основных характеристик АР осуществляется на примере АР с числом излучающих элементов (каналов) 40x56 в азимутальной и угломестной плоскостях. Шаг между излучателями составляет 0.5λ .

На рис. 1 и 2 построены графики реализуемых амплитудных распределений, в зависимости от порядкового номера излучающего элемента n в азимутальной и угломестной плоскостях.

Управление положением ДН в пространстве осуществляется функцией с линейным набегом фазы в каждом излучающем канале, где фазы возбуждения каждого излучающего элемента АР изменяются в соответствии со следующей формулой:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_n &= k n dx \sin(\varphi), \\ \Delta\varphi_p &= k p dy \sin(\theta), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Delta\varphi_n, \Delta\varphi_p$ – распределения фазы по координате в азимутальной и угломестной плоскостях соответственно, k – волновое число, dx, dy – расстояние между соседними излучателями, равное шагу 0.5λ , θ, φ – угломестный и азимутальный углы по нормали к апертуре АР.

На рис. 3 представлен график фазового распределения без отклонения луча ДН от нормали к апертуре АР.

Для дальнейшего удобства в анализе и вычислениях перейдем к дискретному представлению координатной области для построения ДН:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= \frac{\varepsilon_- + \varepsilon_+}{I}, \text{ для } I = 3600, \\ \varepsilon_i &= \varepsilon_+ + (i-1)\Delta\varepsilon, \text{ для } i = 1 \dots I, \end{aligned} \quad (4)$$

где I – число дискретов для построения ДН, $\varepsilon_-, \varepsilon_+$ – значения зоны построения ДН $\pm 90^\circ$, $\Delta\varepsilon$ – величина углового дискрета для построения ДН, ε_i – массив угловых точек отсчета.

Введем функцию, описывающую амплитудно-фазовый множитель АР в двух ортогональных плоскостях:

$$\begin{cases} F_{ni} = \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P A_{n,p} \exp(-jn \Delta\varphi_n) \exp(-j\Psi_{n,p}), \\ F_{pi} = \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P A_{n,p} \exp(-jp \Delta\varphi_p) \exp(-j\Psi_{n,p}), \end{cases} \quad (5)$$

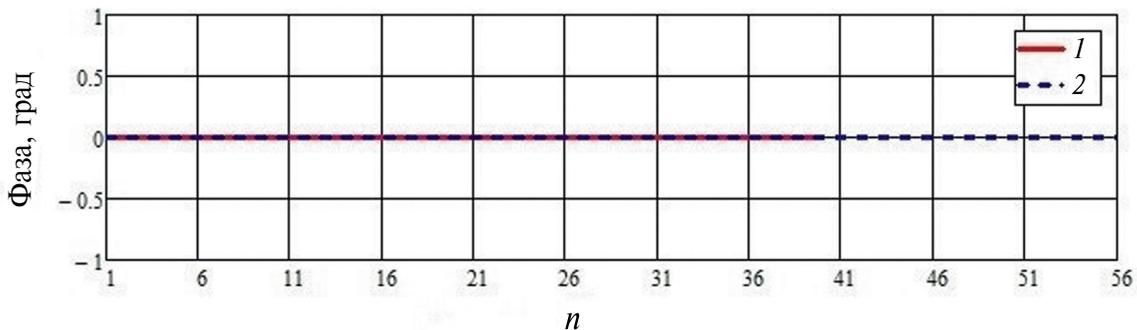


Рис. 1. Равномерное амплитудное распределение: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угловая плоскость.

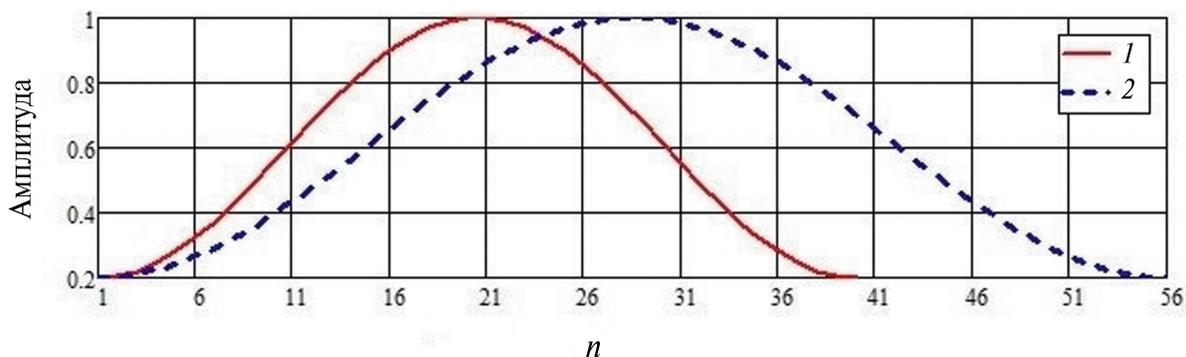


Рис. 2. Амплитудное распределение \cos^2 на пьедестале 0.2: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угловая плоскость.

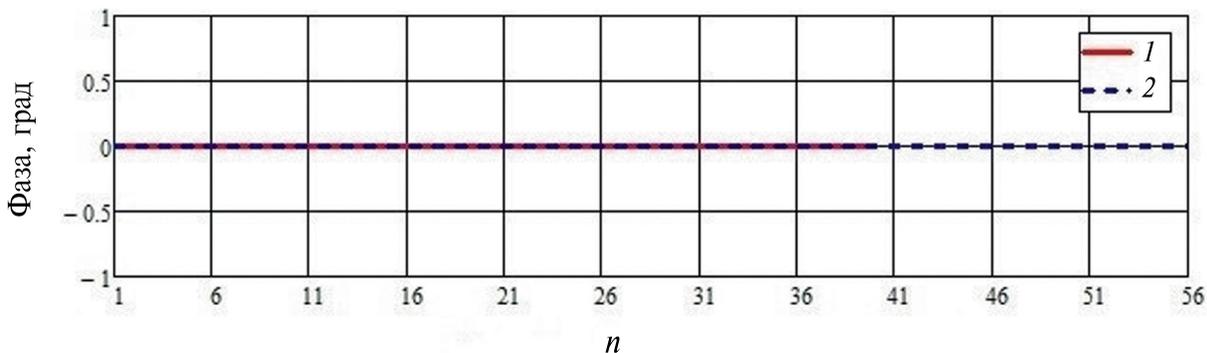


Рис. 3. Фазовое распределение: 1 – азимутальная плоскость, 2 – угловая плоскость.

где $A_{n,p}$, $\Psi_{n,p}$ – объемное амплитудное и фазовое распределение по элементам решетки соответственно.

Перемножив данную функцию с функцией, описывающей диаграмму единичного элемента, получим функцию диаграммы направленности АР:

$$\begin{cases} D_{ni} = 20 \lg(F_{li} F_{ni}), \\ D_{pi} = 20 \lg(F_{li} F_{pi}), \end{cases} \quad (6)$$

где F_{li} – диаграмма единичного элемента. В качестве излучателя был использован гипотетиче-

ский вибраторный излучатель с диаграммой направленности, показанной на рис. 4.

Коэффициент направленного действия и КИП АР определяются известными из литературы выражениями:

$$D = \frac{4\pi \left(\sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P A_{n,p} dx dy \right)^2}{\lambda^2 \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P (A_{n,p})^2 dx dy}, \quad (7)$$

$$\text{КИП} = \frac{\left(\sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P A_{n,p} \right)^2}{PN \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P (A_{n,p})^2}, \quad (8)$$

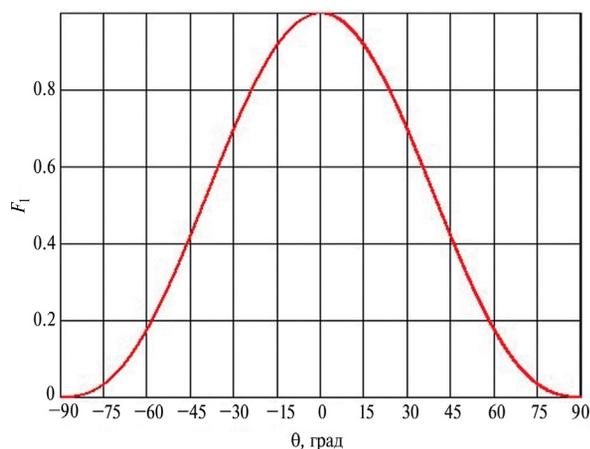


Рис. 4. Диаграмма направленности единичного излучающего элемента.

Исходя из размеров рассматриваемой апертуры АР была построена теоретическая ДН для равномерного распределения (рис. 5). Видно, что уровень первых боковых лепестков не менее 13 дБ в обеих плоскостях, ширина ДН в азимутальной и угломестной плоскостях 2.5° и 1.8° , КНД не менее 38.6 дБ.

На рис. 6 построена одна из возможных ДН для распределения \cos^2 на пьедестале 0.2. Применение такого распределения позволило реализовать УБЛ не менее 35 дБ в обеих плоскостях, ширину ДН в азимутальной и угломестной плоскостях 3.4° и 2.4° соответственно, КНД не менее 36.7 дБ.

2. МЕТОДИКА ВВЕДЕНИЯ ОШИБОК В АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Для того чтобы приблизить построенные теоретические ДН (см. разд.1) к реальным, внесем случайные ошибки в используемые амплитудно-фазовые распределения. Анализ АР различного назначения показал, что величина отклонения параметров АР от заявленных соответствует, как правило, следующим значениям ошибок: по фазе $\pm 11.25^\circ$, по амплитуде ± 1.5 дБ [7]. Ошибки распределены по апертуре антенны по равномерному закону распределения.

На рис. 7а, 7б представлены одни из возможных реализаций равномерного амплитудно-фазового распределения с внесенными случайными ошибками, а на рис. 8а, 8б — одни из возможных реализаций амплитудного распре-

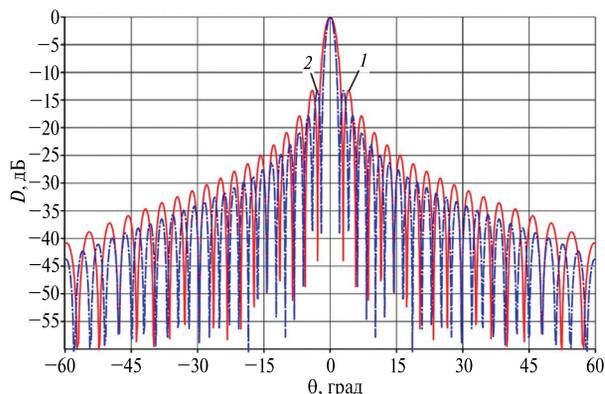


Рис. 5. Диаграмма направленности с равномерным распределением: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

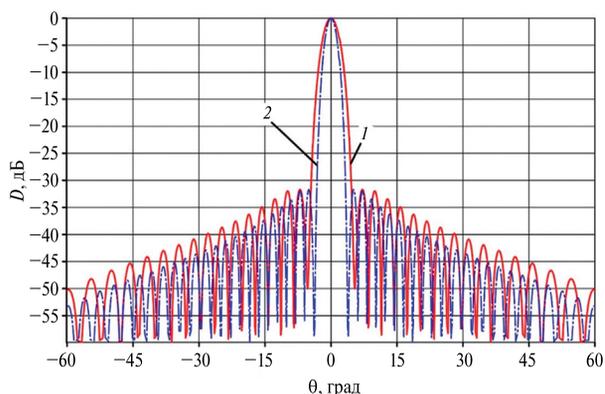


Рис. 6. Диаграмма направленности с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

деления \cos^2 на пьедестале 0.2 и равномерного фазового с внесенными случайными ошибками. На рис. 9 представлена одна из возможных реализаций ДН АР с равномерным распределением и внесенными ошибками.

Для понимания влияния случайных ошибок на параметры ДН была реализована выборка из 100 распределений со случайными ошибками, для которых рассчитывались ДН. Исходя из набора полученных данных были записаны максимальные и минимальные значения основных характеристик ДН (табл. 1).

Анализируя полученные результаты, делаем вывод, что внесение ошибок в распределения привело к уменьшению КНД на 1.4 дБ, а также к изменению УБЛ на 1 дБ по сравнению с теоретическими результатами.

На рис. 10 приведена одна из возможных реализаций ДН АР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и внесенными ошибками. Для данного

Таблица 1. Основные характеристики АР с равномерным распределением и ошибками на основе выборки из 100 распределений

Вид ДН	КНД, дБ	$2\theta_{0,5E}$, град	$2\theta_{0,5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	38.6	1.8	2.5	13.2	13.3
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	37.2÷37.6	1.8÷1.9	2.4÷2.5	12.3÷14.0	12.1÷13.9

распределения проведен аналогичный анализ, результаты приведены в табл. 2.

Анализируя полученные результаты, делаем вывод, что внесение ошибок в распределения привело к падению КНД на 1.4 дБ, а также росту УБЛ до 24 дБ по сравнению с теоретическими результатами.

При проектировании АР наряду с наличием амплитудных и фазовых ошибок регистрируются случаи выхода из строя излучающих каналов, приемо-передающих модулей и диаграммообразующих элементов.

3. ИМИТАЦИЯ ВЫХОДА ИЗ СТРОЯ СЛУЧАЙНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ КАНАЛОВ АР

Рассмотрим влияние выхода из строя случайных излучающих каналов на характеристики АР. Для анализа влияния выхода из строя случайных излучающих каналов АР на основные характеристики ДН был реализован алгоритм, имитирующий отказы случайных каналов, посредством обнуления амплитуд в амплитудном распределении этих каналов, а также приведены основные ДН для используемых амплитудно-фазовых распределений [8].

На первом шаге создается пронумерованная матрица элементов АР размерностью $[P; M]$. Второй шаг заключается в написании алгоритма, обнуляющего случайным образом элементы матрицы $[P; M]$. Третьим шагом завершается цикл и происходит присвоение нулевого значения ячейке со случайным номером элемента в исходной матрице амплитудных распределений – нулевые значения амплитуды и фазы в излучающем канале (8). Представленный программный код реализован средствами программирования Mathcad:

Таблица 2. Основные характеристики ФАР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и ошибками на основе выборки из 100 распределений

Вид ДН	КНД	$2\theta_{0,5E}$, град	$2\theta_{0,5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	36.7	2.4	3.4	31.6	31.7
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	35.3÷35.6	2.3÷2.4	3.3÷3.4	24.0÷31.8	25.0÷33.1

```

C := | n ← 1
      | for x ∈ 1..P
      |   for y ∈ 1..N
      |     Cn ← ( x
      |               y
      |     n ← n + 1
      | C
    
```

```

Rand_comb := | n_pos ← N·P
              | for n ∈ 1..n_errors
              |   k ← ceil(md(n_pos))
              |   Errorsn ← Ck
              |   for n1 ∈ 1..n_pos - 1
              |     Comb_prn1 ← Combn1 if n1 < k
              |     Comb_prn1 ← Combn1+1 otherwise
              |   Comb ← Comb_pr
              |   n_pos ← n_pos - 1
              | Errors
    
```

(9)

```

count := 1..n_errors
xcount := (Rand_combcount)1
ycount := (Rand_combcount)2
Am_zeros := A
Am_zerosaacount, bbcount := 0
    
```

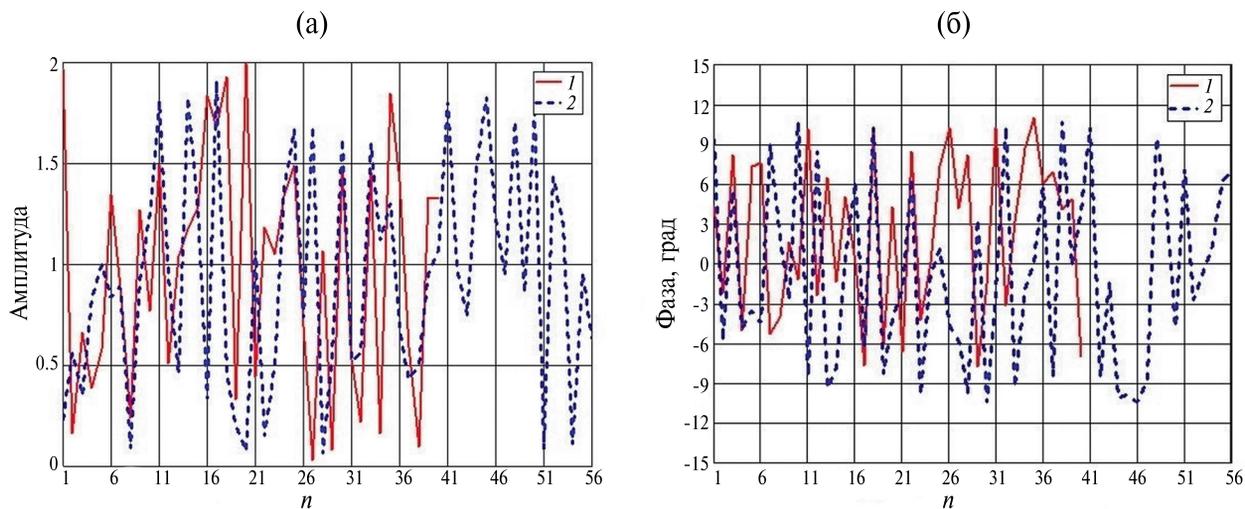


Рис. 7. Равномерные амплитудное (а) и фазовое (б) распределения с ошибками: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

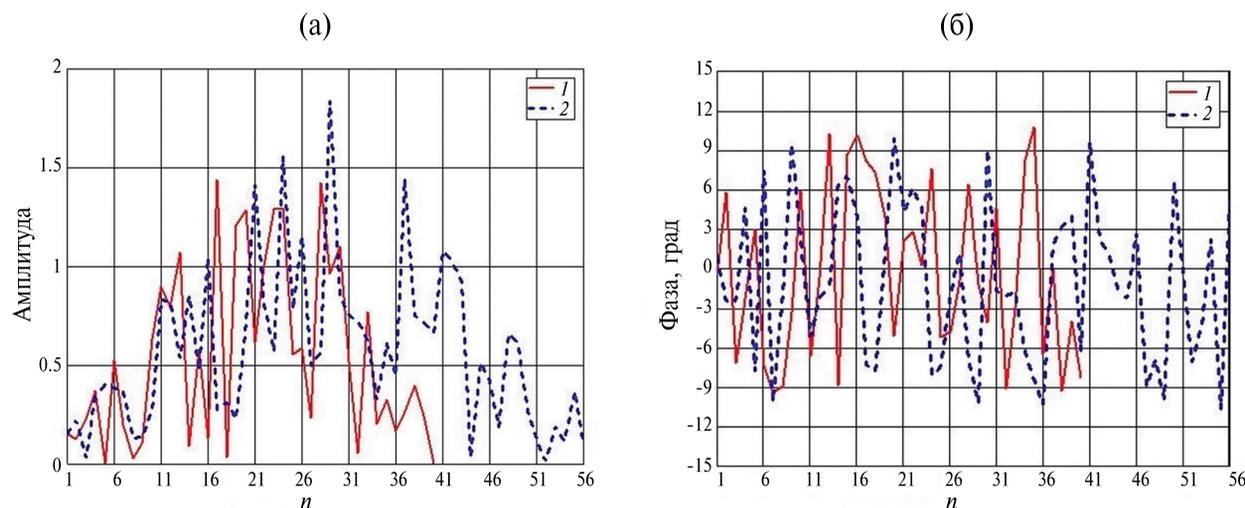


Рис. 8. Амплитудное распределение \cos^2 на пьедестале 0.2 с ошибками (а), равномерное фазовое распределение с ошибками (б): 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

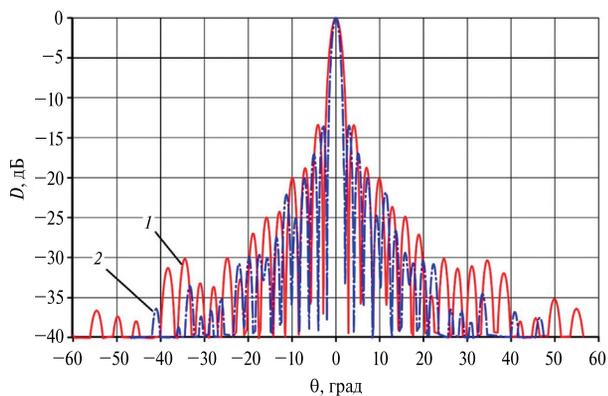


Рис. 9. Диаграмма направленности с равномерным распределением и амплитудно-фазовыми ошибками: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

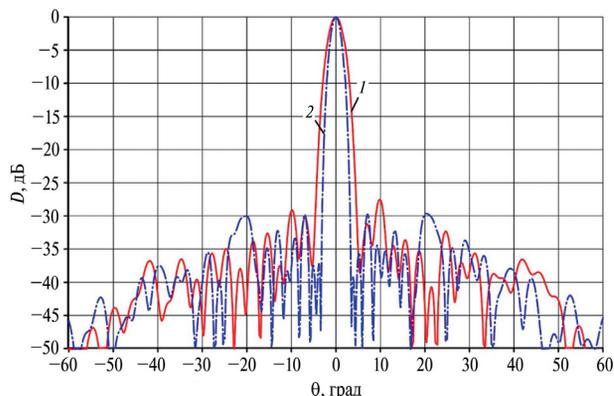


Рис. 10. Диаграмма направленности с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и амплитудно-фазовыми ошибками: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

где x – нули в строках матрицы, y – нули в столбцах матрицы, n_{errors} – количество вышедших из строя каналов, n_{pos} – номер ячейки с вышедшим из строя каналом.

Рассмотрим следующие случаи выхода из строя излучающих каналов АР:

5% или 112 отказавших каналов;

15% или 335 отказавших каналов;

30% или 675 отказавших каналов.

На рис. 11 представлена одна из 100 выборок апертуры с вышедшими из строя каналами для каждого из упомянутых случаев.

На рис. 12 построены ДН с равномерным распределением, в двух главных плоскостях, для одной из возможных реализаций рассматриваемых случаев выхода из строя излучающих каналов.

В табл. 3 приведены основные характеристики АР с равномерным распределением и вышедшими из строя каналами.

Сравнивая полученные результаты с результатами ДН с ошибками, видим, что с ростом числа вышедших из строя каналов происходит уменьшение КНД на 0.1...2 дБ, при этом УБЛ растет с увеличением числа отказавших каналов.

Отказы привели к росту УБЛ до 12.1 дБ. Наряду с ростом боковых лепестков в некоторых случаях наблюдается их падение до уровня 14.5 дБ. Это объясняется тем, на какой позиции по апертуре находились отказавшие каналы, – влияние отказов крайних каналов существенно ниже влияния отказов центральных. Ширина ДН в обеих плоскостях изменилась на $\pm 0.1^\circ$.

На рис. 13 построены ДН с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 в двух главных плоскостях для каждого из рассматриваемых случаев выхода из строя излучающих каналов.

В табл. 4 приведены основные характеристики АР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и вышедшими из строя каналами. Аналогично случаю с равномерным распределением, рост числа вышедших из строя каналов приводит к уменьшению КНД на 0.2...1.9 дБ, при этом среднеарифметический УБЛ растет с увеличением числа отказавших каналов. Отказы привели к росту УБЛ до 20.1 дБ. Наряду с ростом боковых лепестков, в некоторых случаях наблюдается их падение до уровня 33.1 дБ. Это объясняется тем, на какой позиции по апертуре находились отказавшие каналы – влияние отказов крайних каналов существенно ниже влияния отказов центральных. Ширина ДН в обеих плоскостях изменилась на $\pm 0.1^\circ$.

Таблица 3. Основные характеристики АР с равномерным распределением с ошибками и вышедшими из строя каналами

Вид ДН	КНД, дБ	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	38.6	1.8	2.5	13.2	13.3
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	37.2÷37.6	1.8÷1.9	2.4÷2.5	12.3÷14.0	12.1÷13.9
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 5% отказавшими каналами (112)	37.0÷37.1	1.8÷1.9	2.4÷2.5	12.6÷14.1	12.6÷14.0
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 15% отказавшими каналами (336)	36.5÷36.7	1.8÷1.9	2.4÷2.5	12.7÷13.7	12.2÷14.4
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 30% отказавшими каналами (672)	35.6÷35.8	1.8÷1.9	2.4÷2.5	12.3÷13.8	12.1÷14.5

Таблица 4. Основные характеристики АР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 с ошибками и вышедшими из строя элементами

Вид ДН	КНД, дБ	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	36.7	2.4	3.4	31.6	31.7
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	35.3÷35.6	2.3÷2.4	3.3÷3.4	24.0÷31.8	25.0÷33.1
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 5% отказавшими каналами (112)	35.1÷35.3	2.3÷2.4	3.3÷3.4	24.0÷31.8	25.0÷33.1
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 15% отказавшими каналами (336)	34.6÷34.9	2.3÷2.4	3.3÷3.4	24.0÷31.7	24.6÷32.1
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 30% отказавшими каналами (672)	33.7÷34.1	2.4÷2.5	3.4÷3.5	25.5÷32.0	20.1÷29.9

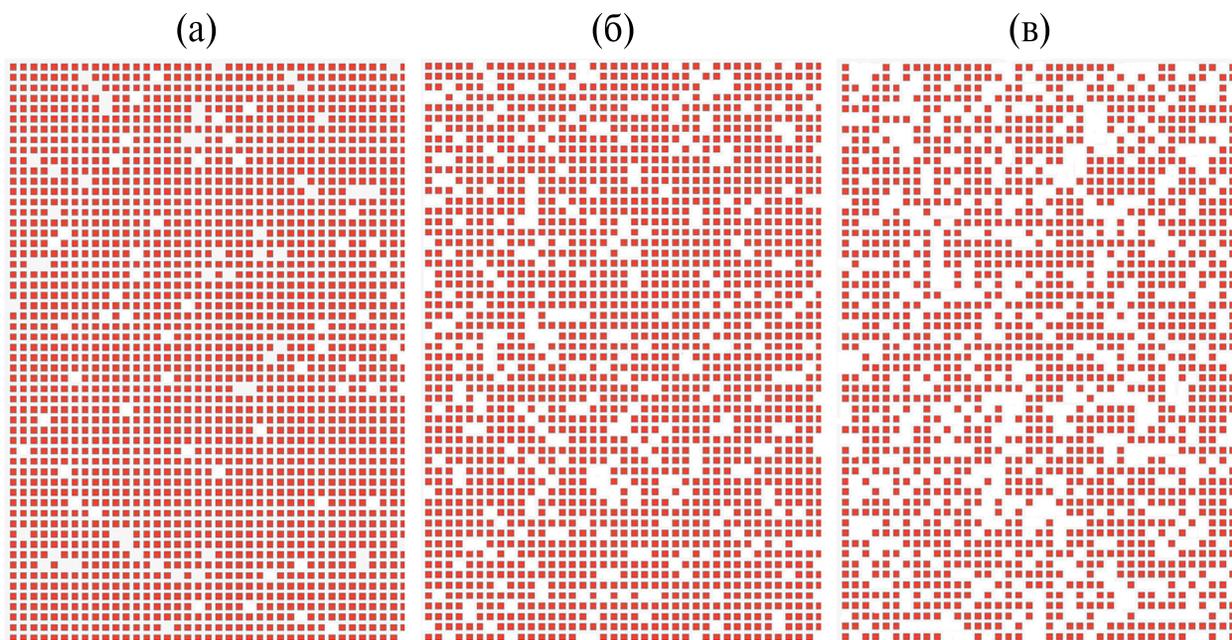


Рис. 11. Апертура АР с вышедшими из строя излучающими каналами: 5% (а), 15% (б) и 30% (в).

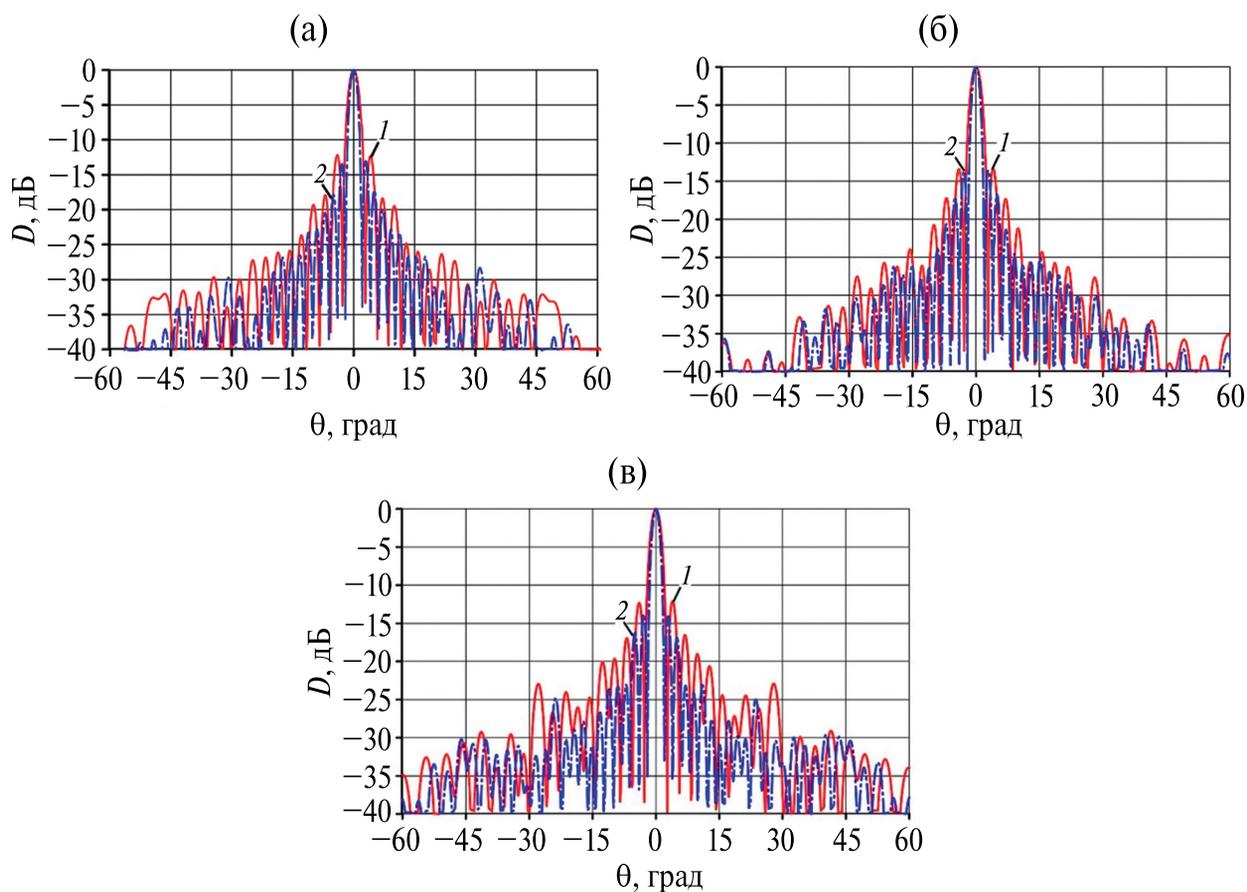


Рис. 12. Диаграмма направленности с равномерным распределением и 5% (а), 15% (б), 30% (в) вышедшими из строя излучающими каналами: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

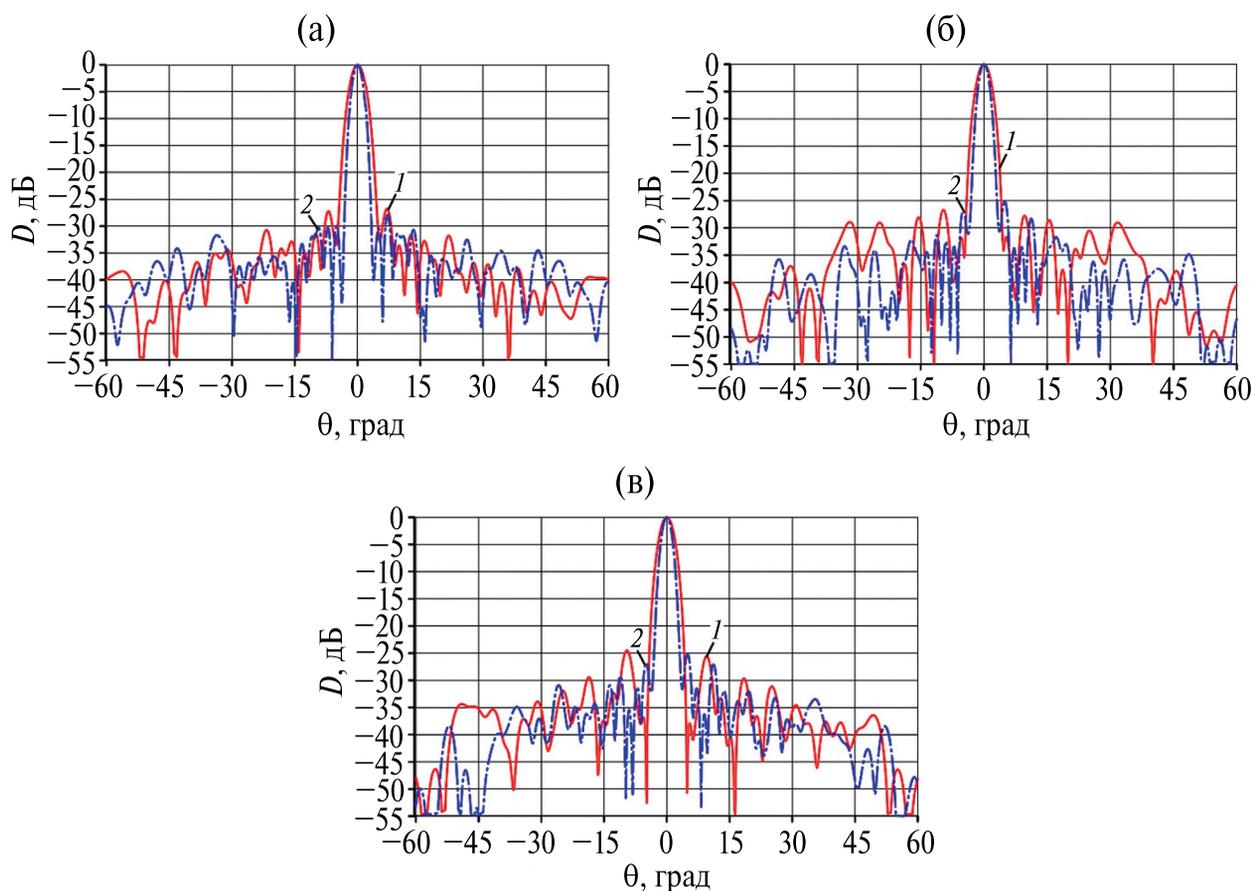


Рис. 13. Диаграмма направленности с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и 5% (а), 15% (б), 30% (в) вышедшими из строя излучающими каналами: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угловая плоскость.

Из полученных результатов делаем вывод, что с увеличением числа вышедших из строя случайных излучающих каналов происходит уменьшение КНД и наблюдается пропорциональный рост УБЛ. Приведенные характеристики были подтверждены электродинамическим моделированием.

4. ИМИТАЦИЯ ВЫХОДА ИЗ СТРОЯ СЛУЧАЙНЫХ МОДУЛЕЙ АР

Рассмотрим случай выхода из строя случайных модулей, состоящих из нескольких излучающих каналов. Наряду с выходом из строя излучающих каналов АР часто встречаются неисправности, связанные с отказами модулей, состоящими из нескольких излучающих каналов. Следует отметить, что характер изменения параметров ДН АР с учетом числа отказавших модулей зависит от места расположения отказавших модулей в апертуре АР.

Конкретизация разрабатываемого алгоритма оценки основных характеристик осуществля-

ется применительно к АР с числом излучающих модулей, равным 140. Для обозначения числа элементов в одном модуле, введем переменные N_x – число элементов по горизонтали, N_y – число элементов по вертикали. Для примера будем полагать, что модуль состоит из 16 каналов размерностью $N_x = 2, N_y = 8$.

Анализ изменения характеристик ДН АР будет произведен для следующих случаев выхода из строя модулей:

- 5% или 7 отказавших модулей;
- 15% или 21 отказавший модуль;
- 30% или 42 отказавших модуля.

Приведем программный код выхода из строя случайных модулей, реализованный средствами программирования Mathcad:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_P := \frac{N}{N_x} \\ P_P := \frac{P}{N_y} \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 \text{Rand_comb} := & \left\{ \begin{array}{l} n_{\text{pos}} \leftarrow N_p \cdot P_p \\ \text{for } n \in 1..n_{\text{moduls}} \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} k \leftarrow \text{ceil}(\text{md}(n_{\text{pos}})) \\ \text{Errors}_n \leftarrow \text{Comb}_k \\ \text{for } n_1 \in 1..n_{\text{pos}} - 1 \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Comb_pr}_{n_1} \leftarrow \text{Comb}_{n_1} \text{ if } n_1 < k \\ \text{Comb_pr}_{n_1} \leftarrow \text{Comb}_{n_1+1} \text{ otherwise} \end{array} \right. \\ \text{Comb} \leftarrow \text{Comb_pr} \\ n_{\text{pos}} \leftarrow n_{\text{pos}} - 1 \end{array} \right. \\ \text{Errors} \end{array} \right. \quad (11) \\
 \\
 \text{count} := & 1..n_{\text{moduls}} \\
 x_{\text{count}} := & \left(\text{Rand_comb}_{\text{count}} \right)_1 \\
 y_{\text{count}} := & \left(\text{Rand_comb}_{\text{count}} \right)_2 \\
 \\
 \text{Am_moduls} := & \text{Am}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+1, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+1, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+2, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+2, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+3, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+3, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+4, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+4, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+5, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+5, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+6, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+6, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+7, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+7, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+8, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+1} & \approx 0 \\
 \text{Am_moduls}_{(aa_{\text{count}}-1) \cdot n_{\text{pod_count}}+8, (bb_{\text{count}}-1) \cdot m_{\text{pod_count}}+2} & \approx 0
 \end{aligned} \quad (12)$$

где n_{errors} — количество вышедших из строя модулей, n_{pos} — номер вышедшего из строя модуля.

Сначала была задана пронумерованная матрица, состоящая из модулей, размерность которых $[N_p; P_p]$ (10). Далее реализуется алгоритм, обнуляющий заданное количество модулей матрицы случайным образом (11). Затем завершается цикл и присваивается исходной матрице амплитудных распределений — нулевые модули (12).

На рис. 14 представлена одна из 100 выборок апертуры с вышедшими из строя модулями, для каждого из упомянутых ранее случаев. На рис. 15 приведены ДН с равномерным распределением в двух главных плоскостях для каждого из рассматриваемых случаев выхода из строя модулей.

В табл. 5 приведены основные характеристики АР с равномерным распределением и вышедшими из строя модулями. Из полученных результатов видно, что степень влияния отказавших модулей сильнее, чем влияние отказавших каналов. Так, в рассматриваемой АР, рост числа вышедших из строя каналов приводит к росту боковых лепестков до 12.1 дБ, а в составе модуля боковые лепестки увеличиваются до 9.1 дБ.

Однако при равном числе отказавших каналов влияние отказавших модулей на уменьшение КНД АР слабее, чем влияние отказавших каналов. Это можно объяснить тем, что при отказах случайно расположенных каналов уровень всех боковых лепестков увеличивается, что ведет к уменьшению КНД, а при отказах модулей возрастают отдельные боковые лепестки, поэтому КНД уменьшается в меньшей степени [6]. Для пояснения сказанного на рис. 16а приведено сравнение теоретической ДН, ДН при вышедших из строя каналах и ДН при вышедших из строя модулей без влияния случайных ошибок. Видно, что при выходе из строя каналов возрастает общий уровень боковых лепестков, а при отказах модулей наблюдается рост отдельных боковых лепестков. Ширина ДН в обеих плоскостях изменилась на $\pm 0.1^\circ$.

На рис. 17 построены ДН с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 в двух главных плоскостях, для каждого из рассматриваемых случаев выхода из строя модулей.

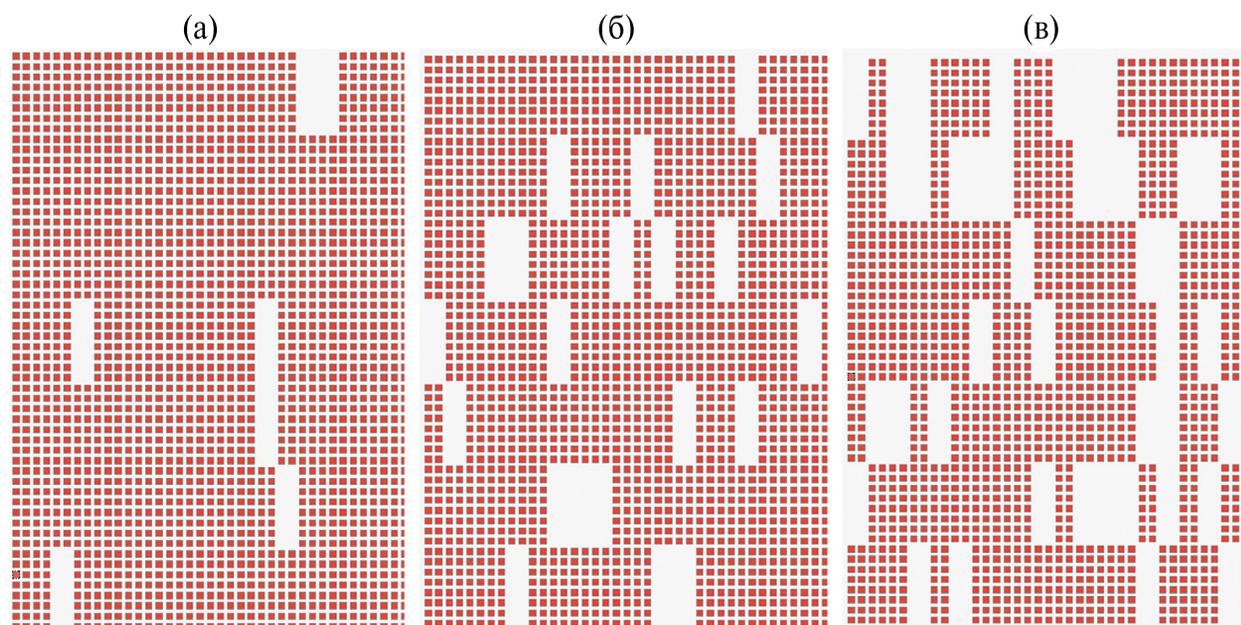
В табл. 6 приведены основные характеристики АР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и вышедшими из строя модулями. Как и для рав-

Таблица 5. Основные характеристики АР с равномерным распределением с ошибками и вышедшими из строя модулями

Вид ДН	КНД	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	38.6	1.8	2.5	13.2	13.3
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	37.3÷37.6	1.7÷1.8	2.4÷2.5	12.3÷14.0	12.1÷13.9
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 5% отказавшими модулями (7)	37.0÷37.2	1.7÷1.8	2.4÷2.5	12.3÷14.1	11.6÷15.2
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 15% отказавшими модулями (21)	36.5÷36.7	1.7÷1.8	2.5÷2.6	10.8÷15.5	10.9÷16.3
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 30% отказавшими модулями (42)	35.6÷35.8	1.8÷1.9	2.5÷2.6	10.4÷16.8	9.1÷16.0

Таблица 6. Основные характеристики АР с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 с ошибками и вышедшими из строя модулями

Вид ДН	КНД	$2\theta_{0.5E}$, град	$2\theta_{0.5H}$, град	УБЛ _E , дБ	УБЛ _H , дБ
Теоретический расчет	36.7	2.4	3.4	31.6	31.7
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$	35.3÷35.6	2.3÷2.4	3.3÷3.4	24.0÷31.8	25.0÷33.1
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 5% отказавшими модулями (7)	35.1÷35.4	2.3÷2.4	3.3÷3.4	23.8÷30.5	21.5÷28.9
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 15% отказавшими модулями (21)	34.6÷34.9	2.4÷2.5	3.3÷3.4	25.5÷32.0	19.1÷29.2
С ошибками ± 1.5 дБ, $\pm 11.25^\circ$ и 30% отказавшими модулями (42)	33.8÷34.2	2.4÷2.5	3.2÷3.4	25.6÷33.8	17.1÷26.0

**Рис. 14.** Апертура АР с вышедшими из строя модулями: 5% (а), 15% (б) и 30% (в).

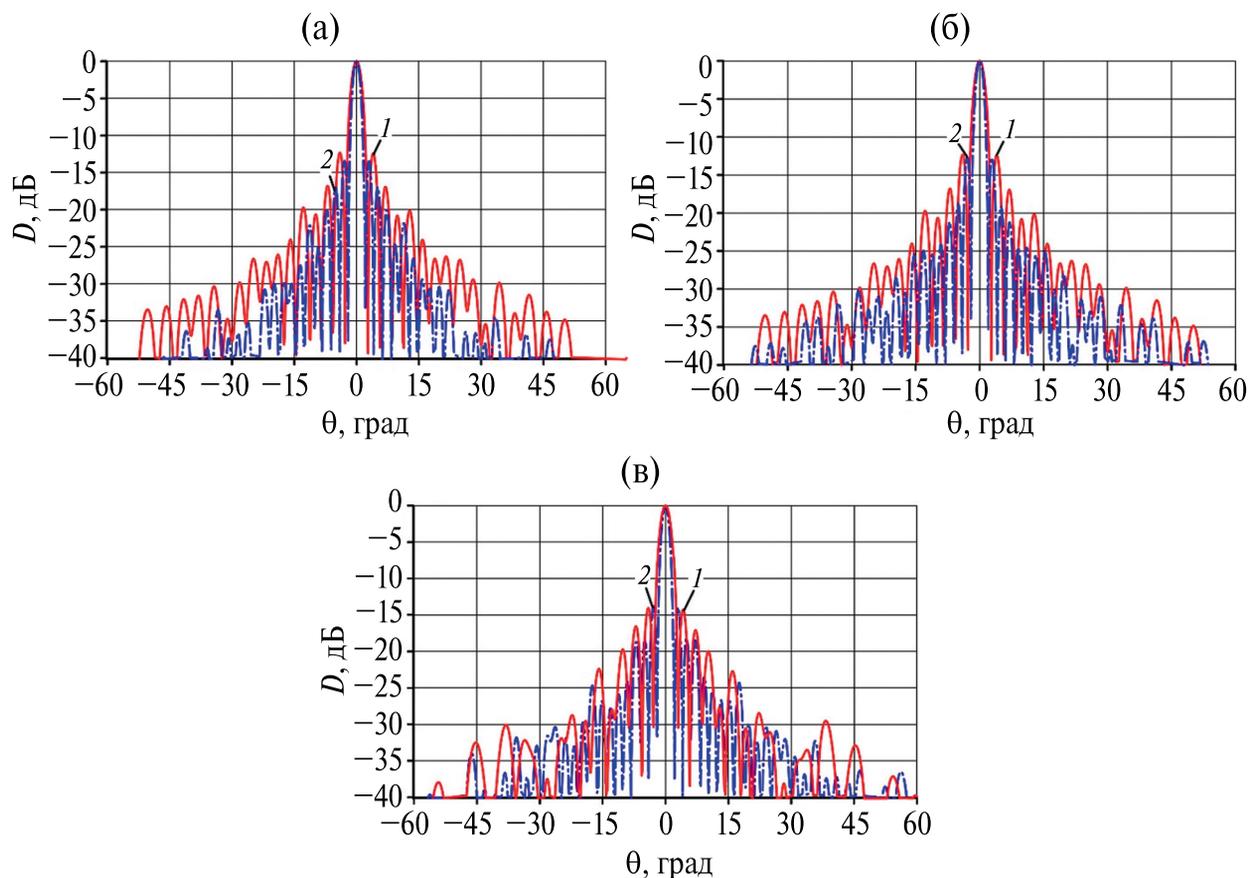


Рис. 15. Диаграмма направленности с равномерным распределением и 5% (а), 15% (б), 30% (в) вышедшими из строя модулями: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

номерного распределения, рост числа вышедших из строя каналов приводит к росту боковых лепестков до 20.1 дБ, а в составе модуля боковые лепестки увеличиваются до 17.1 дБ.

При равном числе отказавших каналов влияние отказавших модулей на уменьшение КНД АР слабее, чем влияние отказавших каналов. Объясняется это аналогично случаю равномерного распределения – при отказах случайно расположенных каналов уровень всех боковых лепестков увеличивается, что ведет к уменьшению КНД, а при отказах модулей возрастают отдельные боковые лепестки, поэтому КНД уменьшается в меньшей степени. Для пояснения, сказанного на рис. 16б приведено сравнение теоретической ДН, ДН при вышедших из строя каналах и ДН при вышедших из строя модулей без влияния случайных ошибок. Видно, что при выходе из строя каналов возрастает общий уровень боковых лепестков, а при отказах модулей наблюдается рост отдельных боковых лепестков. Ширина ДН в обеих плоскостях изменилась на $\pm 0.1^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено исследование характеристик АР с прямоугольной апертурой, состоящей из 40×56 излучающих каналов в условиях наличия факторов, оказывающих влияние на ее характеристики. Проведено электродинамическое моделирование АР и построены ее диаграммы направленности. Показано влияние наличия ошибок в амплитудно-фазовых распределениях на характеристики ДН АР. Средствами программирования среды Mathcad разработан алгоритм, имитирующий выход из строя случайного числа излучающих каналов и модулей. Рассмотрены два вида амплитудно-фазового распределения – равномерное и \cos^2 на пьедестале 0.2, показавшие, что качественные зависимости степени влияния числа отказавших модулей (n_{moduls}) на характеристики ДН АР такие же, как и при отказах отдельных излучающих каналов (n_{errors}): чем больше n_{moduls} , тем больше боковые лепестки ДН и меньше КНД, при этом чем ниже исходный УБЛ ДН,

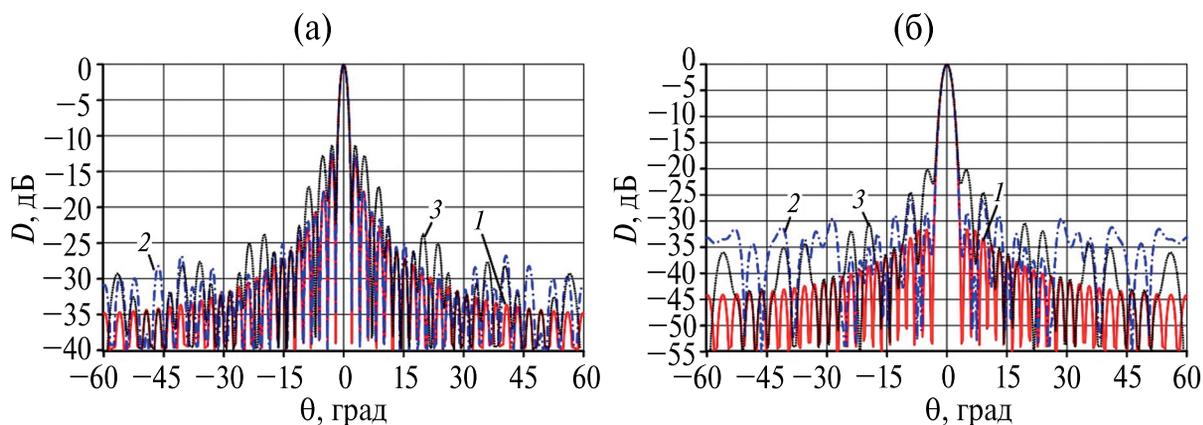


Рис. 16. Диаграмма направленности без амплитудно-фазовых ошибок с равномерным распределением (а) и распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 (б): 1 – теоретическая, 2 – с вышедшими из строя каналами, 3 – с вышедшими из строя модулями.

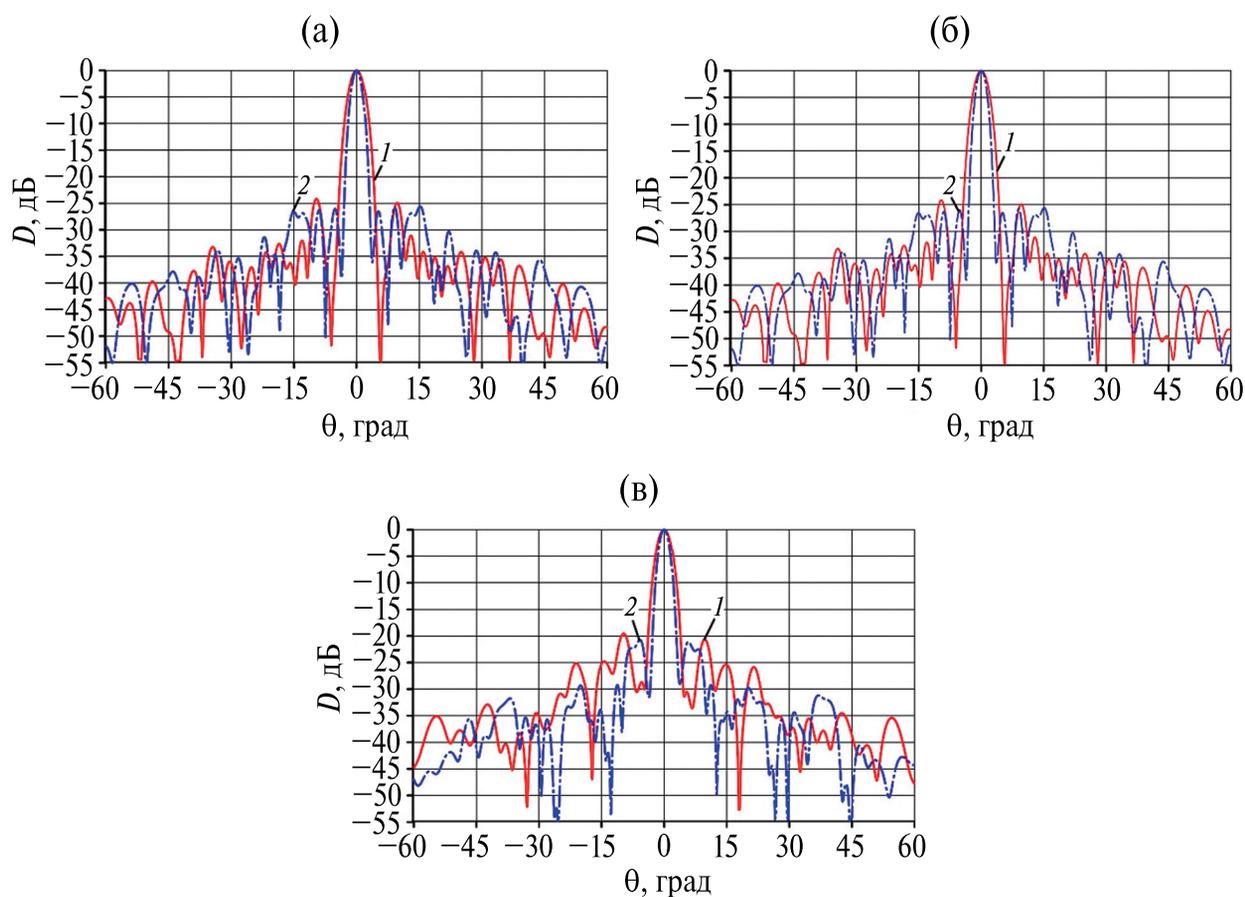


Рис. 17. Диаграмма направленности с распределением \cos^2 на пьедестале 0.2 и 5% (а), 15% (б), 30% (в) вышедшими из строя модулями: 1 – азимутальная плоскость; 2 – угломестная плоскость.

тем в большей степени возрастают боковые лепестки. Важным аспектом проведенного исследования являются полученные в ходе работы характеристики.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Москалёв Д. В. // Докл. БГУИР. 2012. Т. 63. № 1. С. 47.
2. Корнеев К. Г. // Изв. ТулГУ. Технические науки. 2022. Вып. 2. С. 293.

3. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. С. 384.
4. Щелкунов С. А., Фриис Г. Т. Антенны: теория и практика / Под ред. Л. Д. Бахраха. М.: Сов. радио, 1955. С. 604.
5. Мищенко С. Е., Шацкий Н. В. // Радиоэлектроника. 2014. № 1. С. 10.
6. Юрцев О. А., Москалев Д. В., Кизименко В. В. // Докл. БГУИР. 2011. Т. 62. № 8. С. 45.
7. Microwave Scanning Antennas. V.1 Apertures/ Ed. by R. C. Hansen. N.Y.: Acad. Press, Inc. 1964.
8. Справочник по радиолокации, в 2 книгах / Под ред. М. И. Сколника. М.: Техносфера, 2014.

INFLUENCE OF AMPLITUDE-PHASE ERRORS AND FAILURE OF RANDOM EMITTING CHANNELS ON THE CHARACTERISTICS OF ANTENNA ARRAY

A. A. Izmaylov*, E. S. Bakhromkina, G. A. Beylis

*Research and Production Enterprise «Salyut»,
Plekhanova st., 6, Moscow, 111123 Russian Federation*

**E-mail: yustas1993@yandex.ru*

Received December 26, 2023, revised March 29, 2024, accepted April 05, 2024

The calculation of the influence of amplitude-phase errors, failure or the random number of radiant channels on the main characteristics of antenna arrays (AA). The paper presents an algorithm for simulating the failure of elements and modules of AA based on known functions of amplitude-phase distributions. Qualitative characteristics of the orientation of the AA in conditions of the established channels, modules and the availability of errors in amplitude-phase distributions are calculated.

Keywords: Amplitude-phase errors, failure of radiating channels, failure of radiating modules, antenna array

УДК 537.87

ЗОНДИРОВАНИЕ ВЛАЖНОСТИ ПОЧВЫ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С БОРТА БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

© 2024 г. К. В. Музалевский^{а, *}, С. В. Фомин^а, А. Ю. Каравайский^а, З. Ружичка^а,
Ю. А. Лескова^а, А. Г. Липшин^б, В. Н. Романов^б

^аИнститут физики им. Л. В. Киренского СО РАН — обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036 Российская Федерация

^бКрасноярский научно-исследовательский институт сельского хозяйства — обособленное подразделение
ФИЦ КНЦ СО РАН,
Свободный просп., 66, Красноярск, 660041 Российская Федерация

*E-mail: rsdkm@ksc.krasn.ru

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.

После доработки 12.03.2024 г.

Принята к публикации 23.03.2024 г.

В ходе долговременных экспериментов продемонстрирована возможность дистанционного зондирования сверхширокополосными электромагнитными импульсами, с борта беспилотного летательного аппарата (БПЛА) влажности почвенного покрова, различной степени шероховатости, находящегося под паром в условиях естественного увлажнения, высыхания и периодического боронования. Влажность почвы была определена в ходе решения обратной задачи о минимизации нормы невязки между модулями коэффициента отражения, которые были рассчитаны по формуле Френеля (диэлектрически однородное полупространство) и средними значениями, измеренными при различной высоте зависания БПЛА над площадками зондирования. В ходе экспериментов с 12 июня по 28 сентября 2022 г. показана достижимость практически значимой точности дистанционного зондирования объемной влажности почвы тестовых участков в поверхностном слое толщиной 6...7 см со среднеквадратическим отклонением менее 4 % (относительно контактных измерений in-situ). Установлено, что в диапазоне частот зондирующего импульса 456...1014 МГц можно пренебречь влиянием диффузного рассеяния волн на случайных неровностях поверхности почвенного покрова тестовых участков (среднеквадратические отклонения высот неровностей меньше 2 см) в пределах указанной выше погрешности восстановления влажности почвы.

Ключевые слова: Дистанционное зондирование, радиолокация, беспилотный летательный аппарат, сверхширокополосные импульсы, влажность почв, шероховатость поверхности почвы

DOI: 10.31857/S0033849424070025, EDN: HZGWBM

ВВЕДЕНИЕ

Внедрение роботизированных интеллектуальных технологий точного земледелия набрало инерцию поступательно развивающегося процесса. По прогнозам, в ближайшем будущем весь цикл полевых работ будет выполняться без участия человека с использованием беспилотных сельхозмашин и авиаплатформ [1]. До настоящего времени в производственный процесс ресурсосберегающего земледелия не внедрена технология дистанционного зондирования влажности почв (один из важнейших параметров, определяющий норму и сроки полива, оптимальную глубину и время сева,

норму внесения удобрений и др.). Локальные измерения влажности почвы, осуществляемые в настоящее время путем отбора почвенных образцов (термостатно-весовой метод) или с использованием датчиков влажности почвы (методом рефлектометрических измерений во временной или частотной области, емкостным методом, нейтронным методом и т.д.), содержат ограниченную информацию о небольшой доли общей площади и затрудняют оценку пространственной неоднородности влажности почвы в пределах всего поля.

Применение беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) для дистанционного зондирования влажности почв (а также состояния посевов)

на больших площадях с высоким пространственным разрешением, по-видимому, является наиболее перспективной экономически обоснованной технологией, которая в ближайшем будущем войдет в роботизированные комплексы точного земледелия [1]. В последние десятилетия ведутся исследования по зондированию влажности почвы с использованием малых БПЛА методами микроволновой радиометрии в L-диапазоне частот (1.4 ГГц) [2, 3], пассивной радиолокации на основе приема отраженных от подстилающей поверхности сигналов глобальных навигационных спутниковых систем на частотах (1.2...1.6 ГГц) [4], сверхширокополосного (СШП) импульсного зондирования в нади́р (в диапазоне частот от сотен мегагерц до первых единиц гигагерц) [5]. Метод бокового обзора в БПЛА-рефлектометрах преимущественно используется для построения карт радиоизображения минных полей, а применительно к зондированию влажности почв широко не распространен. Регистрируемое в методе бокового обзора обратное (диффузное) рассеяние волны (на мелкомасштабных по сравнению с длиной волны неровностях поверхности почвы) в большей степени зависит от значения среднеквадратических отклонений высот неровностей поверхности почвы, чем от влажности ее поверхности [6], что ограничивает его применение. Являющийся развитием метода подповерхностного георадарного зондирования с приподнятой над поверхностью почвы антенной [7] метод зондирования влажности почвы в нади́р СШП-импульсами МГц-диапазона с борта БПЛА [5] в настоящее время представляется наиболее перспективным. (Компактных конструкций радиометров МГц-диапазона, используемых для измерения влажности почвы с борта малых БПЛА, в литературе нами не найдено.)

Надежность и воспроизводимость импульсных СШП-измерений влажности почвы обеспечивается проводимой внешней калибровкой радарной БПЛА-системы на различных высотах расположения фазового центра антенны над зондируемой поверхностью. В зависимости от метода калибровки радарной системы разделяют два способа восстановления влажности почвы:

а) как результат решения обратной задачи в частотной области в ходе минимизации нормы невязки между измеренной и рассчитанной функциями Грина задачи (диэлектрическое полупространство) [5];

б) на основе измерения модуля коэффициента отражения по максимуму огибающих зондирующих импульсов [8].

В первом численно-аналитическом методе [5] в частотной области выполняется полная калибровка передаточной характеристики антенно-феридного тракта, представленного в виде четырех-полосника, элементы матрицы рассеяния которого находятся при различной высоте фазового центра

антенны над эталонным отражателем (гладкая водная поверхность, металлический экран). В данном методе первичная измеряемая величина векторным анализатором цепей — это коэффициент отражения волны от зажимов антенны $S_{11}(f)$, где f — частота. Для решения обратной задачи выбирается частотный диапазон, в котором наблюдаются наименьшие погрешности между моделью и измеренными амплитудными и фазовыми значениями функции Грина задачи. Во втором подходе [8] модуль коэффициента отражения измеряется как результат отношения максимумов огибающих импульсов, отраженных от подстилающей поверхности и калибровочного экрана (металл) либо от водной поверхности (с корректируемой поправкой на известный коэффициент отражения от воды).

Значительное влияние на надежность и воспроизводимость измерений влажности оказывает степень и характер мелкомасштабных неровностей поверхности почвенного покрова. Случайные высоты неровностей поверхности почвенного покрова существенно искажают спектр и временную форму зондирующего импульса, особенно это явление заметно при возрастании частоты в СВЧ-диапазоне (см. спектральное представление функций Грина в работе [9]). В МГц-диапазоне частот < 1 ГГц амплитудный и фазовый спектр функции Грина имеют существенно меньшие флуктуации, обусловленные случайным рассеянием волн на неровностях поверхности почвы [10]. Отметим, что найденная таким образом максимальная частота, выше которой наблюдаются существенные случайные флуктуации амплитуды и фазы функции Грина задачи, может рассматриваться в качестве критерия гладкости зондируемой поверхности. При этом погрешность восстановления объемной влажности лежит в пределах от $0.04 \text{ см}^3/\text{см}^3$ [38] до $0.07 \text{ см}^3/\text{см}^3$ [9] без учета в алгоритмах инверсии высот неровностей поверхности почвы (от ~ 1 до ~ 5 см). Теоретически [11] и экспериментально (в лабораторных условиях на песке) [9] на лесных почвах с опадом [12], плоских участках строительных конструкций [13] было показано, что с разной степенью точности амплитуда и спектр (в диапазоне частот от сотен мегагерц до первых единиц гигагерц) отраженных СШП-импульсов могут быть описаны с использованием коэффициента отражения Френеля для гладкой поверхности с множителем в виде $\exp(-2k_0^2\sigma_{\text{ш}}^2\cos^2\theta^{\text{п}})$ [13] (когерентная модель). Здесь $\theta^{\text{п}}$ — угол падения импульсной волны, $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = 2\pi f_0/c$ — волновое число в свободном пространстве, λ — длина волны, c — скорость света в вакууме, $\sigma_{\text{ш}}$ — среднеквадратическое отклонение (СКО) высот неровностей зондируемой поверхности, f_0 — средняя частота зондирующего импульса. Стоит отметить, что, по-видимому, в результате аппроксимации, измеренной в широком диапазоне частот функции Грина (на одной

какой-либо высоте) [5, 9–11] или усреднения максимумов огибающих зондирующих импульсов, измеренных на различных высотах [8], выполняются оценки когерентной составляющей функции Грина задачи и модуля коэффициента отражения соответственно. Однако до настоящего времени все еще недостаточно исследованы вопросы влияния мелкомасштабных неровностей поверхности сельскохозяйственных почв, находящихся под паром в естественных условиях периодической обработки, на флуктуации регистрируемых амплитуд зондирующих СШП-импульсов.

Следующим источником погрешности в методах дистанционного зондирования влажности почвы является неоднородность вертикального распределения влаги в поверхностном слое почвы. Сверхширокий спектр зондирующих импульсов принципиально может быть использован для прямого восстановления профилей влажности почвы. В связи с плохой обусловленностью данного класса обратных задач в большинстве случаев решение ищется на различных наборах параметрически заданных функций, описывающих глубинное распределение влаги в поверхностном слое почв [14]. Практическое решение подобных обратных задач получено для простых случаев, например, в работе [15] в качестве модельной среды использовался песок, комплексная диэлектрическая проницаемость (КДП) которого не обладает частотной дисперсией, а в работе [14] поверхность почвы была гладкой. Теоретические расчеты показывают [14], что в случае, если неоднородно увлажненная по глубине высыхающая почва интерпретируется в виде диэлектрически однородного полупространства, то восстановленные значения влажности совпадают со средней влажностью почвы, рассчитанной в слое различной толщины от ~2 см (L-диапазон) до ~7 см (P-диапазон); зондирование осуществлялось в надир, информативным признаком выступал модуль коэффициента отражения. В целом, как показано в экспериментах, использование L-диапазона частот в БПЛА-радиометрах ограничивает глубину зондирования поверхностного слоя почвы толщиной ~1.0...2.5 см [16]. Эксперименты показывают, что уменьшение частоты зондирования радиометра с 1.4 ГГц до 750 МГц, позволят увеличить глубину зондирования почвы (в зависимости от профиля влажности) до ~7...10.5 см [17]. Уменьшение рабочей частоты БПЛА-радиометров позволяет не только увеличить глубину зондирования, но и уменьшить рассеяние волны на неровностях поверхности почвы и элементах растительного покрова. В связи с этим может быть использован зарезервированный для радиоастрономических целей диапазон частот 406.1...410 МГц, также перспективным является развитие многочастотных [18] и импульсных автокорреляционных [19] СШП-методов радиометрического зондирования для платформ БПЛА. Эксперименты с СШП-импульсами

МГц-диапазона частот от 200 МГц до 1.6 ГГц дают близкие с радиометрическим методом P-диапазона оценки глубины зондирования влажности почвы (содержание глинистой фракции 13...21 %) ~6 см [20]. Однако в настоящее время все еще остается до конца непонятной взаимосвязь между восстанавливаемыми (в приближении однородного полупространства) значениями влажности неоднородно увлажненной по глубине почвы из дистанционных измерений в МГц-диапазоне частот и средними значениями влажности, измеряемыми in-situ в поверхностном слое почвы различной толщины. В целом анализ показывает, что актуальность вопроса об оценке глубины зондирования влажности сельскохозяйственных почв дистанционными методами в МГц-диапазоне частот сохраняется.

Отметим также, что одним из факторов, влияющих на погрешность методик определения влажности почв [5, 8] является использование формулы Топпа [21], связывающей показатель преломления с объемной влажностью почвы. КДП почвы является входным параметром как в функции Грина задачи в методе, описанном в [5], так и в коэффициенте отражения в методах работ [8]. Подобная простая формула не учитывает частотную дисперсию КДП почв, а также была получена для спектра конкретно используемого импульса рефлектометра [21]. Частотная дисперсия КДП почв в МГц-диапазоне приводит к искажению частотного спектра и смещению средней частоты в низкочастотную область зондирующего СШП-импульса при его распространении в почве. Например, в работе [22] показано, что в модельных песчаных почвах при увеличении содержания бентонитовой глины с 0 % до 25 % средняя частота зондирующего импульса уменьшается примерно с 646...665 до 568...587 МГц.

Проведенный анализ показывает, что до настоящего времени возможности импульсного СШП-зондирования с БПЛА носителей влажности сельскохозяйственных почв в ходе их естественного севооборота, особенно на территории России, все еще слабо изучены. В данной статье исследованы возможности дистанционного зондирования СШП-импульсами с платформы БПЛА (квадрокоптер) влажности почв различной степени шероховатости, расположенных на полях ОПХ “Минино” ФИЦ КНЦ СО РАН, в районе пос. Минино Красноярского края.

1. ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1.1. Местоположение и описание тестовых участков

На территории ОПХ “Минино” ФИЦ КНЦ СО РАН, расположенной в районе пос. Минино Емельяновского района, Красноярского края было выбрано три тестовых участка для проведения дистанционных рефлектометрических и контактных

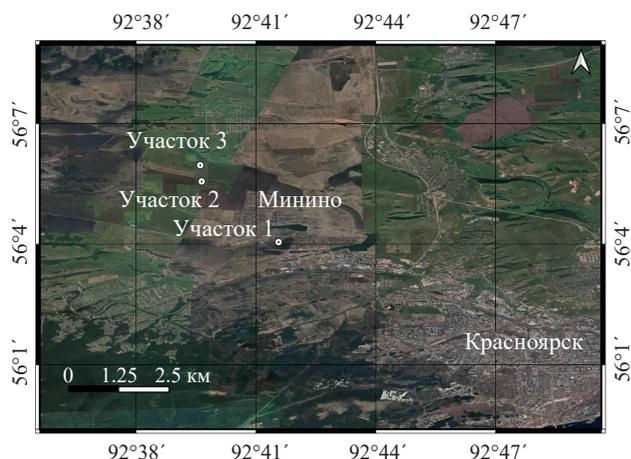


Рис. 1. Расположение тестовых участков в районе пос. Минино: координаты участка 1 — 56.0644 с.ш., 92.6967 в.д.; участка 2 — 56.0888 с.ш., 92.6660 в.д.; участка 3 — 56.0951 с.ш., 92.6654 в.д.

измерений влажности почвы, не покрытой растительным покровом (рис. 1). Почвы находились под паром в условиях естественного увлажнения и высыхания. В ходе экспериментов с 12 июня по 28 сентября 2022 г. на каждом из тестовых участков в различное время было подготовлено от одной до трех площадок с различной степенью шероховатости (от выровненной поверхности почвы граблями до естественной агропочвы после боронования). Размер каждой площадки составлял примерно 15 м × 15 м (рис. 2).

Почвенный покров тестовых участков представлен выщелоченными и обыкновенными черноземными почвами; главная материнская порода — четвертичные лессовидные тяжелосуглинистые осадки, расположенные на древней денудационной

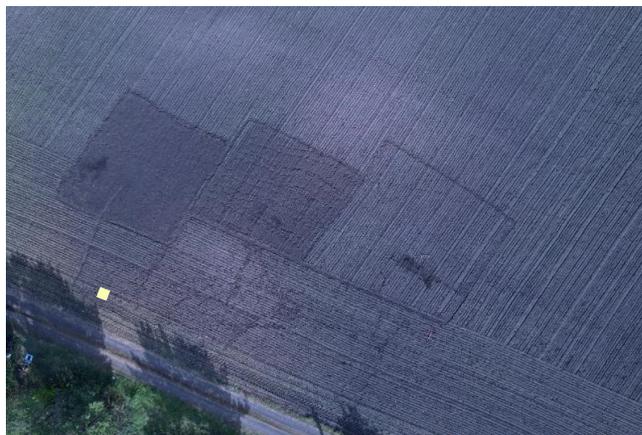


Рис. 2. Вид сверху на три подготовленные площадки с различной степенью шероховатости на тестовом участке 2.

равнине. Характеристики почвенных горизонтов тестовых участков в пахотном ($A_{\text{пах}}$) и подпахотном (AB, B) слоях приведены в табл. 1.

Для каждой площадки зондирования были измерены следующие параметры шероховатости: среднеквадратическое отклонение и длина корреляции высот неровностей поверхности почвы. Параметры шероховатости рассчитывались по пяти различным профилям (длиной 3...5 м), отложенным на поверхности почвы с различным азимутом на основе цифровой модели рельефа (ЦМР), построенной для каждой из тестовых площадок синхронно с моментом зондирования БПЛА. ЦМР площадок была построена с использованием фотogramметрического метода (фотосъемка DJI AIR 2S с высоты 5 м под различными азимутальными углами). Локальные координаты задавались масштабной трехмерной линейкой (изготовленной

Таблица 1. Характеристики почвенных горизонтов тестовых участков

Горизонт	D , см	H , %	ОВ, %	$pH_{\text{в.в.}}$, ед. pH	$\rho_{\text{сух}}$, г/см ³	$IV_{\text{КО}}$, ммоль	$M_{\text{Ф}}$, %		$M_{\text{ГФ}}$, %
							$\leq 0.001^*$	$\leq 0.01^*$	
Участок 1									
$A_{\text{пах}}$	0—10	22.5	6.9	7.4	0.98	50	35.0	54.0	39.4
$A_{\text{пах}}$	10—22	17.0	4.8	7.5	1.02	42	34.0	50.0	37.7
A	22—42	16.5	4.8	7.5	1.17	40	32.1	47.0	35.5
Участок 2									
$A_{\text{пах}}$	0—20	17.7	4.2	7.8	1.0	60	35	57	40.1
AB	20—30	17.1	4.0	8.0	1.1	46	39	61	44.1
B	30—45	15.7	3.2	7.8	1.1	44	38	55	41.9
Участок 3									
$A_{\text{пах}}$	0—20	22.3	7.2	7.9	1.1	60	28.1	53	33.8
AB	20—35	22.4	6.8	8.1	1.0	54	29.8	53	35.1
B	35—45	17.1	4.6	8.1	1.13	48	31.2	54	36.4

Примечания. D — глубина, H — содержание гумуса, ОВ — органическое вещество, $pH_{\text{в.в.}}$ — pH водной вытяжки, $\rho_{\text{сух}}$ — плотность сухого сложения почвы, $IV_{\text{КО}}$ — емкость катионного обмена, $M_{\text{Ф}}$ — весовое содержание фракции, $M_{\text{ГФ}}$ — весовое содержание глинистой фракции. *Размер частиц приведен в мм. **Указана по стандарту USDA (U.S. Department of Agriculture), содержание физической глины по Качинскому соответствует фракции ≤ 0.01 мм.

из взаимно перпендикулярных деревянных брусьев длиной 40 см и 1 м с сечением 19 мм × 40 мм), установленной на поверхности почвы.

В центре каждой площадки зондирования в пределах границ 3 м × 6 м в 30...80 точках с использованием датчика Decagon GS3, стержнями которого поверхность почвы протыкалась вертикально вниз до глубины 5 см, проводилось измерение влажности почвы. (Эффективная толщина слоя измерения влажности порядка 6...7 см.) Для датчиков GS3 использовалась заводская калибровка для минеральных почв. Также на каждой из площадок зондирования в одной точке измеряли влажность в поверхностном слое 6...7 см и по вертикальному профилю на глубине 3, 6, 9 и 15 см. Корреляционный анализ показал значимое расхождение между одиночными точечными и площадными измерениями влажности почвы в поверхностном слое 6...7 см, коэффициент детерминации $R^2 = 0,29$, СКО 3,5 % и систематическая ошибка +3,3 %. В результате влажность почвы, восстановленную по дистанционным импульсным СШП-измерениям, сопоставляли с площадными измерениями влажности почвы в поверхностном слое 6...7 см.

1.2. СШП БПЛА-рефлектометр

С использованием портативного векторного анализатора цепей (ВАЦ) SAVAN R60 и ЛПА на диэлектрической подложке [23] был собран моноэлектронный СШП-рефлектометр. ЛПА закреплена на БПЛА, так что максимум диаграммы направленности ориентирован в нади́р. SMA-разъем ЛПА соединен коаксиальным кабелем длиной 50 см с ВАЦ SAVAN R60. СШП-рефлектометр был расположен на квадрокоптере (рама Tarot 650), снабженном лазерным дальномером LIDAR-Lite v3 (ошибка измерения расстояния ± 2,5 см на дистанциях до 40 м). Калибровочная плоскость лазерного дальномера практически совпадала с фазовым центром ЛПА. БПЛА управлялся полетным контроллером Pixhawk-4 и микрокомпьютером LattePanda V1. Разработанное программное обеспечение (на основе языка Python и библиотеки MAVSDK) управляло и синхронизировало движение БПЛА и рефлектометрические измерения ВАЦ SAVAN R60. Управление ВАЦ SAVAN R60 осуществлялось программно с использованием стандартных текстовых команд программируемых инструментов (SCPI) по протоколу TCP/IP (STREAM socket). Симулятор jMAVSim использовался для верификации алгоритмов работы всего комплекса в ходе выполнения полетных заданий. Внешний вид БПЛА рефлектометра приведен на рис. 3.

Рефлектометрические измерения с борта БПЛА проводились в одной центральной точке на каждой из площадок зондирования при зависании БПЛА на девяти различных высотах над поверхностью почвы (примерно от 80...120 см до 6...7 м). Десятое измерение было калибровочным и выполнялось на высоте примерно 20 м.



Рис. 3. Внешний вид БПЛА-рефлектометра.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ С ПЛАТФОРМЫ БПЛА

Конструкция ЛПА, состоящая из двухпроводной линии с симметричными вибраторами, не позволяет при ударном или сверхширокополосном непрерывном возбуждении сформировать излучаемый импульс, содержащий несколько колебаний поля [24]. В работах [23, 25] была предложена методика, позволяющая в присутствии конструкции БПЛА, сформировать ЛПА СШП-импульсы наносекундной длительности. В данной методике антенно-фидерный тракт БПЛА-рефлектометра, размещенного в воздушной среде над отражающим полупространством, представлен в виде четырехполюсника, элементы S-матрицы которого —

$$r(f, d) = r_0(f) + G(f, d)Tr(f) \quad (1)$$

— отыскиваются в ходе калибровки. Здесь $r(f, d)$ — коэффициент отражения от входного соединения антенны (закрепленной на конструкции БПЛА), измеряемый ВАЦ SAVAN R60, $r_0(f)$ — коэффициент отражения от входного соединения антенны при размещении БПЛА в неограниченном пространстве, $Tr(f)$ — комплексная передаточная функция антенны, $G(f, d) \approx R(f)g(f, d)$ — функция Грина задачи, $g(f, d) = \exp[4\pi ifd/c]/(8\pi d)$ — функция Грина в неограниченном пространстве, $R(f)$ — коэффициент отражения волны, нормально падающей на границу раздела, d — расстояние от фазового центра антенны до границы воздух—полупространство. Эмпирические функции

$$\mathbf{x}(f) = \begin{pmatrix} r_0(f) \\ Tr(f) \end{pmatrix}$$

могут быть найдены методом наименьших квадратов

$$\min_{\mathbf{x}(f)} \|\mathbf{Ax}(f) - \mathbf{B}\|_2, \mathbf{x}(f) = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{B}$$

из переопределенной системы уравнений $\mathbf{B} = \mathbf{Ax}$, где

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} r(f, d_1) \\ \vdots \\ r(f, d_N) \end{pmatrix}, \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & -g(f, d_1) \\ \vdots & \vdots \\ 1 & -g(f, d_N) \end{pmatrix},$$

которая сформирована на основе измерений $r(f, d_p)$ на различных высотах d_p ($p = 1, \dots, N$) зависания БПЛА над плоской поверхностью с известными отражательными свойствами. В работе [23] приведены абсолютные значения и фазы $r_0(f)$, $Tr(f)$, найденные описанным выше способом в диапазоне частот от $f_{\min} = 200$ МГц до $f_{\max} = 1.3$ ГГц с использованием $N = 9$ измерений $r(f, d_p)$ на различных высотах (от 87 см до 5.7 м) зависания БПЛА над отражателем (6 м × 7 м), изготовленным из латунных сеток. При этом в уравнении (1) полагается $R(f) \equiv -1$.

С использованием найденных значений функций $r_0(f)$, $Tr(f)$ и формулы (1) может быть рассчитан аналитический сигнал:

$$\begin{aligned} \dot{s}(t, d) &= \frac{1}{s_K^{\text{огиб}}} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} df K_{\alpha}(f) \times \\ &\times \frac{\{r(f, d) - r_0(f)\}}{Tr(f)} \exp(-2\pi ift), \end{aligned} \quad (2)$$

временная форма $s(t, d) = 2\text{Re}\dot{s}(t, d)$ и огибающая $s^{\text{огиб}}(t, d) = 2|\dot{s}(t, d)|$ синтезированного СШП-импульса.

В формуле (2)

$$s_K^{\text{огиб}} = \left| \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} df K_{\alpha}(f) \exp(-2\pi ift) \right|_{\max}$$

– нормировочная константа, необходимая для учета спектра оконной функции $K_{\alpha}(f)$. Синтезированный с использованием оконной функции Гаусса $K_{\alpha}(f) = \exp(-0.5[(f - f_0)/\alpha]^2)$ импульс оказался длительностью $\Delta t_{\text{и}} = 1.8$ нс (по уровню половинной амплитуды) с шириной спектра $\Delta f_{\text{и}} = 558$ МГц (по уровню -10 дБ) от 456 до 1014 МГц и со средней частотой $f_0 = 731$ МГц. Ширина полосы пропускания оконной функции Гаусса $K_{\alpha}(f)$ задавалась порядка 1 ГГц (по уровню -6 дБ) с $\alpha = (4\pi)^{-1}$. Форма синтезированного СШП-импульса и его спектр при отражении от латунной сетки показаны на рис. 4.

Предложенный способ калибровки позволяет проводить импульсные измерения модуля коэффициента отражения $|R_{\text{поч}}(f_0)|$ электромагнитной волны от диэлектрического полупространства (на средней частоте f_0 зондирующего импульса) по формуле

$$|R_{\text{поч}}(f_0)| = 2ds_{\text{поч, max}}(d), \quad (3)$$

где $s_{\text{поч, max}}(d) = s_{\text{поч}}^{\text{огиб}}(t, d) \Big|_{\max}$ – максимум огибающей импульса, отраженного от диэлектрического полупространства (почва), при измерении на высоте d .

При различной высоте зависания БПЛА над латунным экраном модуль коэффициента отражения, измеренный согласно формуле (3):

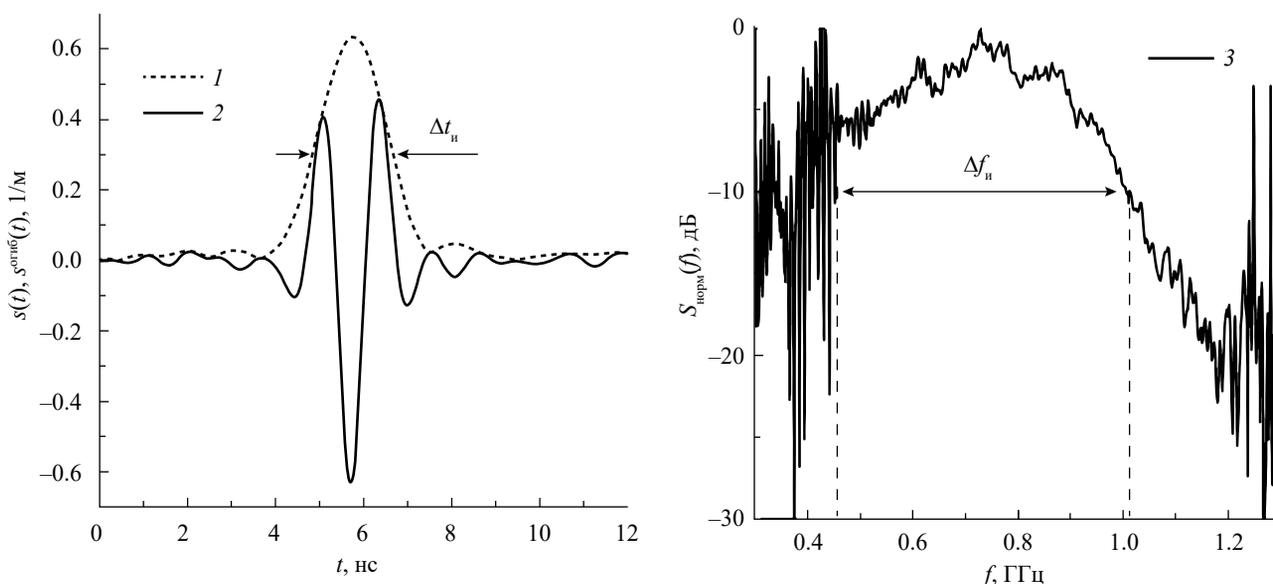


Рис. 4. Огибающая (1), временная форма (2) и нормированный спектр (3) синтезированного СШП-импульса. Расстояние между фазовым центром антенны и отражающим экраном (латунная сетка) примерно 87 см.

$$|R_{\text{мет}}(f_0)| = 2ds_{\text{мет, макс}}(d),$$

близок к единице $|R_{\text{мет}}(f_0)| = 1.017 \pm 0.005$ (относительно единицы, абсолютная погрешность в среднем составила около 2 %, а максимальная абсолютная погрешность — 11 % (рис. 5)).

Время задержки с коэффициентом детерминации 0.999 линейно пропорционально высоте $d_{\text{лид}}$, измеренной лазерным дальномером (рис. 5). Среднеквадратическое отклонение времени запаздывания отраженных импульсов от линейной зависимости составляет 0.15 нс (рис. 5, кривая 3), что эквивалентно СКО ≈ 2.3 см при определении импульсным методом высоты положения фазового центра антенны над металлическим экраном (подобная ошибка сопоставима с точностью измерения лазерным дальномером LIDAR-Lite v3, а также максимальным отклонением от плоскости латунных сеток, лежащих на имеющем неровности асфальте).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

А. С достаточной степенью уверенности можно утверждать, что для всех тестовых площадок, на которых в полевых условиях проводились рефлектометрические измерения с помощью БПЛА, характерен нормальный закон распределения высот мелкомасштабных неровностей поверхности почвы. На рис. 6а представлена нормированная частота $p^{\text{изм}}(h_{\text{ш}})$ распределения высот $h_{\text{ш}}(\vec{r})$

неровностей поверхности почвы (измерения выполнены 21.09.2022 г. на тестовом участке 2, площадка 1), где \vec{r} — радиус-вектор, пробегающий по поверхности почвы. Нормированная частота подобных распределений с высоким значением коэффициента детерминации $R^2 = 0.981$ описывается гауссовой функцией (см., например, на рис. 6а кривую $p^{\text{теор}}(h_{\text{ш}})$, аппроксимирующую измеренные значения $p^{\text{изм}}(h_{\text{ш}})$). Для всех тестовых площадок в течение всех экспериментов коэффициент детерминации между измеренными $p^{\text{изм}}(h_{\text{ш}})$ и аппроксимированными гауссовой функцией $p^{\text{теор}}(h_{\text{ш}})$ распределений относительных частот появления высот неровностей поверхности почвы оказался равен $R^2 = 0.964$ (рис. 6б). Отметим, что для всех профилей была убрана “постоянная составляющая” (крупномасштабные неровности — рельеф) с использованием фильтрации на основе преобразования Фурье.

В ходе экспериментов СКО высот неровностей поверхности почвы σ_r тестовых площадок варьировалось от 0.39 см до 1.73 см (см. гистограмму на рис. 6в). Для большинства (порядка 70 %) профилей высот неровностей поверхности почвы на тестовых площадках характерна экспоненциальная автокорреляционная функция (для остальных видов зависимостей данный вопрос детально не изучался). Длина корреляции высот неровностей поверхности почвы l_k тестовых площадок варьировалась от 4.1 до 11.7 см (рис. 6г). Погрешность измерения $\sigma_{\text{ш}}$ оценивалась как СКО $\sigma_{\text{ш0}}$ относительно высот неровностей вдоль двух горизонтальных профилей, проведенных по абсолютно плоским поверхностям (пластей) двух взаимно перпендикулярных брусков масштабной линейки. Эти СКО составляли $\sigma_{\text{ш0}} \leq 3.5$ мм для 79 % и $\sigma_{\text{ш0}} \leq 5.5$ мм для 89 % профилей.

Измеренные значения влажности почвы в пределах каждой тестовой площадки имели также близкий к нормальному закон распределения. На рис. 7а приведена гистограмма нормированных частот распределения $p^{\text{изм}}(W)$ измеренных значений влажности почвы 21.09.2022 г. на тестовом участке 2 (площадка 1) и соответствующая аппроксимирующая гауссова функция $p^{\text{теор}}(W)$. Для всех тестовых площадок в ходе всех экспериментов между измеренными $p^{\text{изм}}(W)$ и аппроксимированными $p^{\text{теор}}(W)$ гауссовой функцией распределениями коэффициент детерминации оказался равен $R^2 = 0.895$ (рис. 7б). Проведенный дополнительный анализ не обнаружил какой-либо связи между средними значениями и СКО влажности почвы в пределах каждого из участков. При этом СКО влажности почвы в пределах каждого из тестовых участков оказываются менее 3.5 % и 5.5 % соответственно для 60 % и 96 % случаев относительно среднего значения.

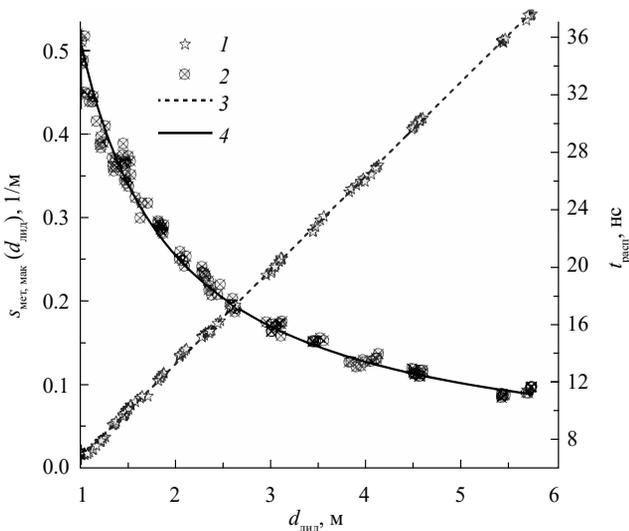


Рис. 5. Время распространения $t_{\text{расп}}$ (1) и максимум огибающей $s_{\text{мет, макс}}(d_{\text{лид}})$ (2), синтетизированного СШП-импульса, отраженного от металлического экрана (латунной сетки), при различной высоте $d_{\text{лид}}$ положения фазового центра антенны над экраном. Аппроксимирующие зависимости и соответствующие R^2 и СКО: кривая 3 — $t_{\text{расп}} = (0.18 \pm 0.03) + (6.54 \pm 0.01) d_{\text{лид}}$, $R^2 = 0.999$ и СКО = 0.15 нс; кривая 4 — $s_{\text{мет, макс}}(d_{\text{лид}}) = (1.017 \pm 4.910 \cdot 10^{-3}) / (2d_{\text{лид}})$, $R^2 = 0.986$ и СКО = 0.014 м⁻¹.

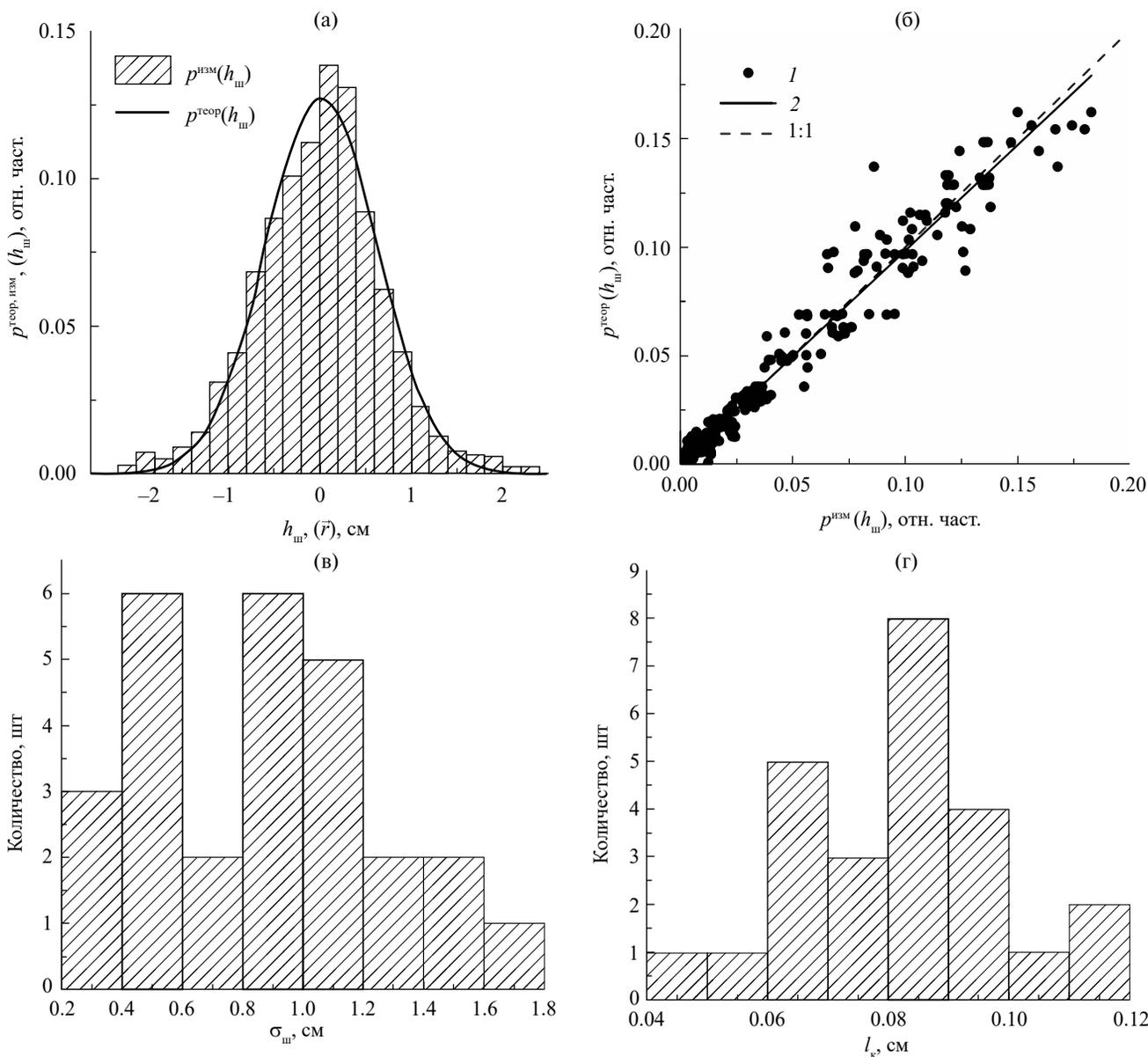


Рис. 6. Характеристики мелкомасштабных неровностей поверхности почвы тестовых участков: а) распределение высот неровностей $h_{ш}$, поверхности почвы $p^{изм}(h_{ш})$, измеренных фотограмметрическим методом 21.09.2022 на тестовом участке 2, площадка 1, при $R^2 = 0.981$; $p^{теор}(h_{ш})$ – соответствующая аппроксимация гауссовой функцией; б) корреляция между измеренными и аппроксимированными (гауссова функция) распределениями $h_{ш}$ для всех тестовых участков в ходе всех экспериментов (1), линейная регрессия (2), при $R^2 = 0.964$; в, г) распределение измеренных фотограмметрическим методом СКО $\sigma_{ш}$ и длины корреляции l_k высот мелкомасштабных неровностей поверхности почв в целом для всех тестовых участков в ходе всех экспериментов.

Б. В ходе экспериментов на каждой из тестовых площадок были проведены измерения временных форм и огибающих СШП-импульсов, отраженных от почвенного покрова при различной высоте зависания БПЛА над центром площадок зондирования. На рис. 8 представлены временные формы $s(t, d)$ и огибающие $s^{огиб}(t, d)$ СШП-импульсов, измеренные 11 сентября 2022 г. на тестовом участке 1 (площадка 1) при высоте полета БПЛА от 1.01 до 5.11 м.

Время задержки и затухание максимумов огибающих импульсов, изображенных на рис. 8, приведены

на рис. 9а для тестового участка 1 (площадка 2) 17 сентября 2022 г., характеристика почвенного покрова – $\sigma_{ш} = 1.7$ см, $l_k = 7.9$ см, $W = 9.3$ %. Между высотой полета БПЛА $d_{лид}$ измеренной лазерным дальномером, и временем (по максимуму огибающей) прихода отраженных от почвенного покрова СШП-импульсов имеется линейная зависимость (рис. 9а). Между калибровочной линейной зависимостью (см. рис. 5 и рис. 9а, линия 3: $d_{лид} = -0.03 + 0.153 t_{расп}$), полученной при регистрации отраженных импульсов от латунного экрана, и зависимостями (см. рис. 9а, 1 и 2), полученными

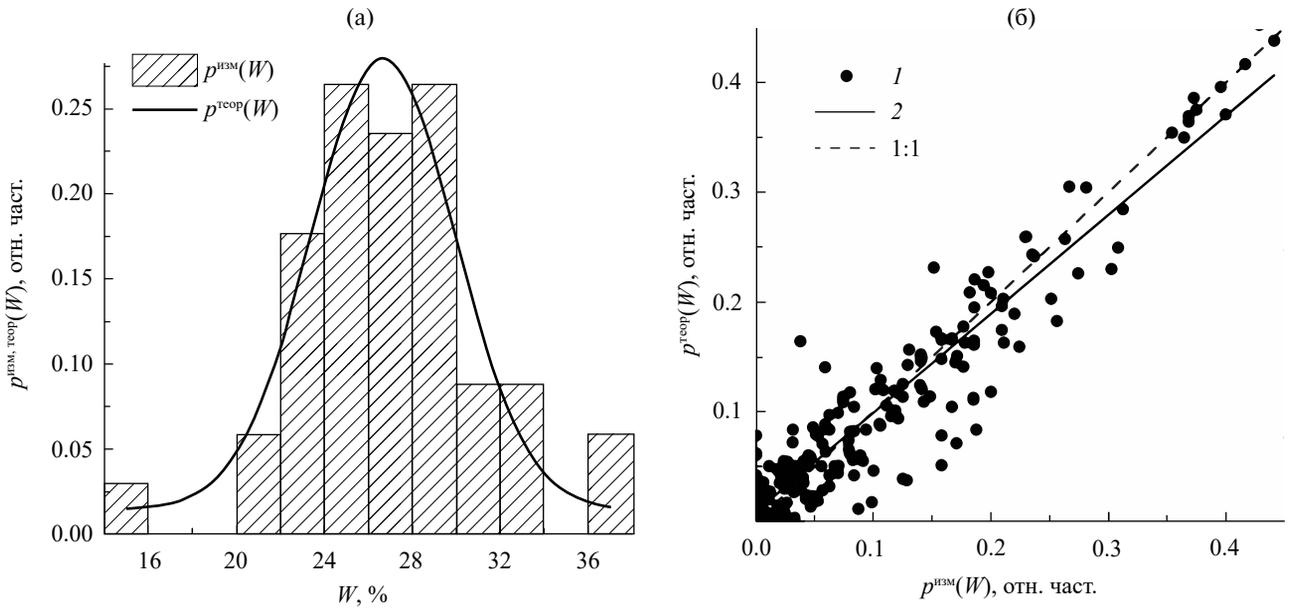


Рис. 7. Распределение значений объемной влажности почвы: а) измеренных 21.09.2022 $p^{изм}(W)$ на тестовом участке 2, площадка 1 при $R^2 = 0.869$, $p^{теор}(W)$ – соответствующая аппроксимация гауссовой функцией; б) корреляция между измеренными и аппроксимированными (гауссова функция) распределениями W для всех тестовых участков в ходе всех экспериментов (1), линейная регрессия (2) при $R^2 = 0.895$.

при регистрации импульсов, отраженных от почвенного покрова различной степени шероховатости и влажности, наблюдаются высокие значения коэффициента детерминации, 0.995...0.999. (Построенные на основе всех экспериментальных данных подобные зависимости также характеризуются столь высокими

значениями коэффициентов детерминации.) Вместе с тем, большие СКО высот неровностей поверхности почвы $\sigma_{ш} = 1.7$ см (см. рис. 9а, символы 2) в сравнении с $\sigma_{ш} = 0.5$ см (см. рис. 9а, символы 1) приводят к большим погрешностям в определении высоты БПЛА импульсным методом, СКО = 10.1 и 2.3 см соответственно, относительно значений лазерного дальномера. В целом имеется слабая линейная зависимость между дисперсией времен задержек, отраженных от почвы импульсов, и СКО высот неровностей поверхности почвы $R^2 = 0.28$ (анализ проведен для всех тестовых участков в ходе всех экспериментов, график не приводится).

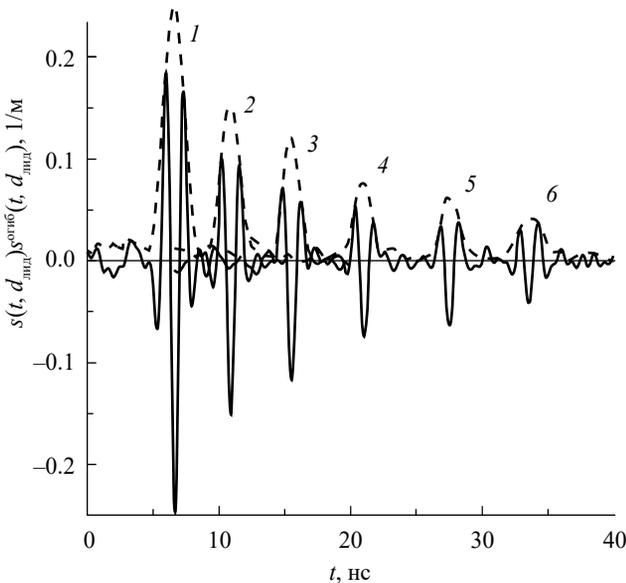


Рис. 8. Временные формы $s(t, d_{лид})$ (сплошные линии) и огибающие $s^{огиб}(t, d_{лид})$ (штриховые линии) СШП-импульсов, измеренные 11 сентября 2022 г. на тестовом участке 1, площадка 1 при $\sigma_{ш} = 0.5$ см, $l_k = 7.5$ см, $W = 25.5$ % и различной высоте зависания БПЛА: $d_{лид} = 1.01$ (1), 1.63 (2), 2.33 (3), 3.20 (4), 4.17 (5) и 5.11 м (6).

Между максимумами огибающих СШП-импульсов, отраженных от почвенного покрова, и двойным обратным расстоянием $1/2d_{лид}$ имеется линейная зависимость. В качестве примера на рис. 9б (1 и 2) показаны измеренные значения максимумов огибающих импульсов, отраженных от почвенного покрова тестового участка 1, площадки 1 и 2. Данные зависимости с коэффициентами детерминации $R^2 = 0.989$ и 0.928 и СКО, равными $6.6 \cdot 10^{-3}$ и $11.8 \cdot 10^{-3}$ 1/м, описываются линейными зависимостями (см. рис. 9б, символы 1 и линия 4, символы 2 и линия 5). Линейная зависимость (см. рис. 9б, символ 3) $s_{мет, max}(d_{лид}) = 1.017/2d_{лид}$ получена в ходе калибровки БПЛА-рефлектометра. Аналогичные линейные зависимости наблюдаются для всех подобных экспериментальных данных.

В соответствии с моделью (3) наклон линейных зависимостей (рис. 9б) определяет модуль коэффициента отражения. В качестве сопоставления на рис. 9б приведена калибровочная линия 3 (рис. 5), которая описывает значения

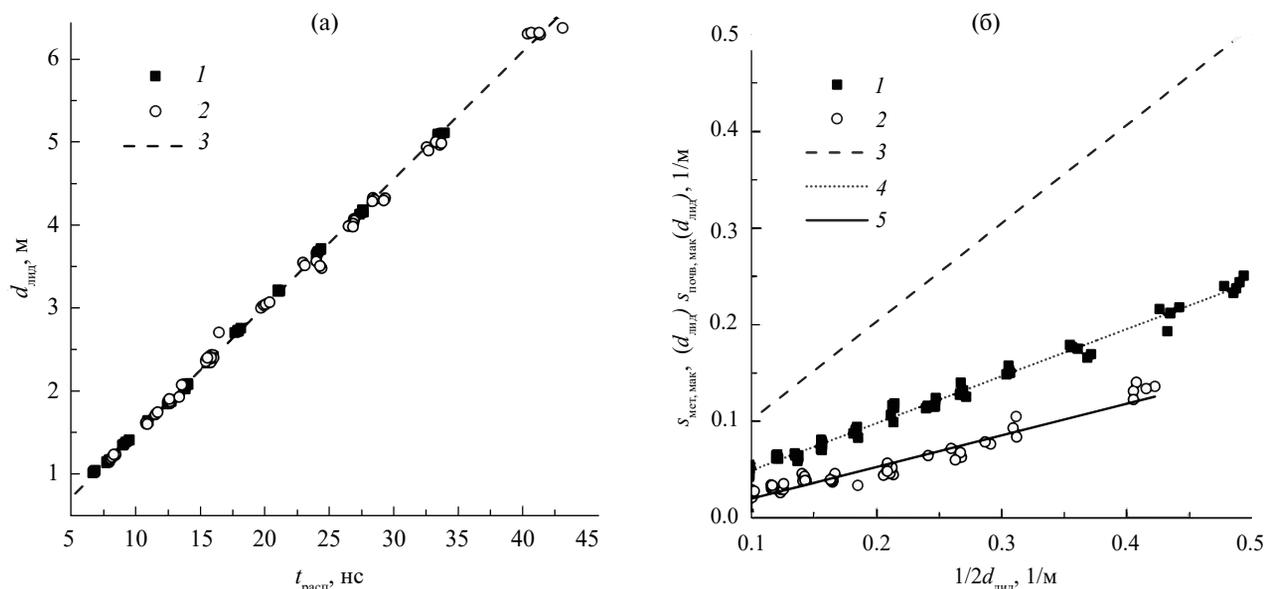


Рис. 9. Время запаздывания (а) и максимумы огибающих (б) СШП-импульсов, отраженных от почвенного покрова: а – измерения выполнены 11 и 17 сентября 2022 г. на тестовом участке 1 соответственно на площадках 1 (1) и 2 (2); б – аппроксимации измеренных значений $s_{\text{пов, макс}}(d_{\text{плт}})$ (символы 1 и 2) линейными зависимостями обозначены соответственно 4 и 5. Линейные зависимости 3 получены в ходе калибровки (см. разд. 3Б).

максимумов огибающих импульсов $s_{\text{мет, макс}}(d_{\text{плт}})$, отраженных от латунной сетки (тангенс угла наклона 1.017). Отметим, что значение модуля коэффициента отражения, определенное по наклону линий (рис. 9б) является оценкой когерентной компоненты, так как она получена в результате усреднения амплитуд отраженных от почвенного покрова импульсов при различной высоте полета БПЛА (кроме того, каждая точка, изображенная на рис. 9б, является результатом пяти измерений, которые проводились при зависании БПЛА на фиксированной высоте, сопровождавшихся небольшими вертикальными смещениями БПЛА в силу случайных факторов). В случае нормального закона распределения высот неровностей поверхности почвы (без учета вида автокорреляционной функции и параметра — длины корреляции) среднее значение (когерентная компонента) модуля коэффициента отражения может быть записана в виде [13]

$$|R^{\text{теор}}(f_0)| = |R_{\text{глад}}(f_0)| S_{\text{ш}}(\sigma_{\text{ш}}),$$

$$S_{\text{ш}}(\sigma_{\text{ш}}) = \exp\left[-2\left(\frac{2\pi f_0}{c}\sigma_{\text{ш}}\right)^2\right], \quad (4)$$

$|R_{\text{глад}}(f_0)|$ — модуль коэффициента отражения Френеля от диэлектрического полупространства с гладкой границей для нормально падающей волны частотой f_0 , $S_{\text{ш}}(\sigma_{\text{ш}})$ — фактор шероховатости.

В. В соответствии с методикой расчета модуля коэффициента отражения по наклону линейных зависимостей (см. рис. 9б и формулу (3)) были найдены модули коэффициентов отражения для

всех тестовых площадок в ходе всех экспериментов. На рис. 10 приведены зависимости экспериментально измеренных модулей коэффициентов отражения $|R^{\text{изм}}(f_0)|$ (нормированных на фактор шероховатости $S_{\text{ш}}(\sigma_{\text{ш}})$) от объемной влажности почвы, измеренной на тестовых участках. На рис. 10 отрезками отмечены интервалы СКО в определении коэффициентов отражения по линейным зависимостям (рис. 9б) и СКО объемной влажности почвы, измеренной на каждой из тестовых площадок. Наблюдаемая влажностная зависимость модуля коэффициента отражения (рис. 10), хорошо описывается следующей моделью:

$$|R^{\text{теор}}(f_0, W)| = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_{\text{поч}}(f_0, \rho_{\text{сух}}, M_{\text{ГФ}}, W)}}{1 + \sqrt{\varepsilon_{\text{поч}}(f_0, \rho_{\text{сух}}, M_{\text{ГФ}}, W)}}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{\text{поч}}(f_0, \rho_{\text{сух}}, M_{\text{ГФ}}, W)$ — КДП почвенного покрова, $\rho_{\text{сух}}$ — плотность сухого сложения, $M_{\text{ГФ}}$ — фракция частиц в почве менее 2 мкм (весовое содержание физической глины по USDA, см. табл. 1). КДП почвенного покрова рассчитывали на основе диэлектрической модели Миронова [26]. Плотность сухого сложения задавалась равной 0.98 г/см³ среднему значению, измеренному в слое 0...6 см на всех тестовых полях. Фракция физической глины задавалась равной 37.8 % среднему значению, измерена (агрохимцентр ФГБУ ГЦАС “Красноярский”) в пахотном слое 0...20 см тестовых участков (см. табл. 1). Коэффициент детерминации и СКО между измеренными и рассчитанными значениями $|R(f_0)|$ оказались равны $R^2 = 0.693$, СКО = $4.8 \cdot 10^{-3}$ (рис. 10).

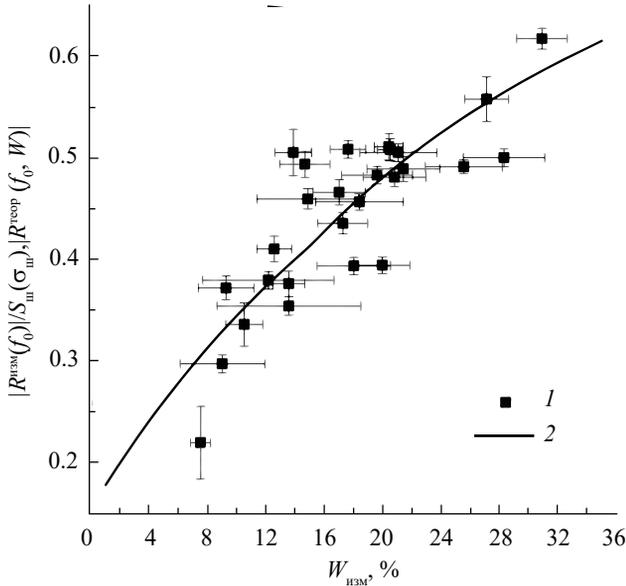


Рис. 10. Зависимость нормированного на фактор шероховатости модуля коэффициента отражения, измеренного БПЛА-рефлектометром (1), в зависимости от объемной влажности почвы in-situ; модуль коэффициента отражения 2 рассчитан по формуле (5).

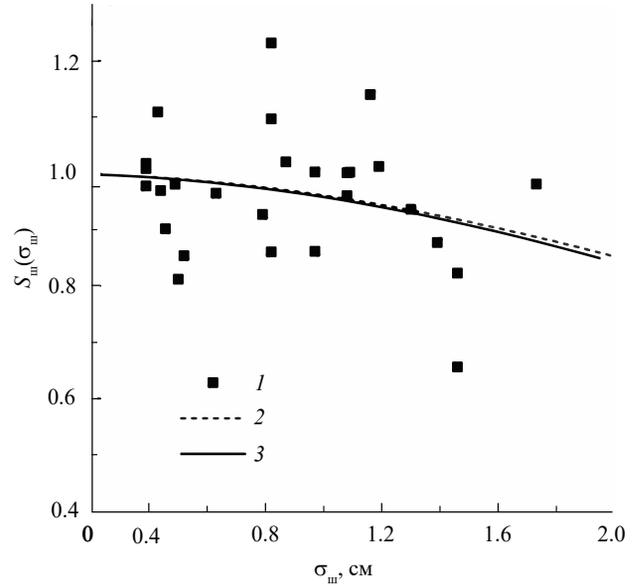


Рис. 11. Зависимость фактора шероховатости $S_{ш}(\sigma_{ш})$, измеренного (1) на тестовых участках, от СКО высот неровностей поверхности почвы, $\sigma_{ш}$; функция распределения Гаусса (2) аппроксимирующая (1); фактор шероховатости (3), рассчитанный по модели (4).

Разделив измеренные значения коэффициентов отражения (не нормированных на фактор шероховатости) на значения коэффициентов отражения, рассчитанные по модели (5), построена зависимость измеренного фактора шероховатости от СКО высот неровностей поверхности почвы (рис. 11).

Модель (4) фактора шероховатости $S_{ш}(\sigma_{ш})$ удовлетворительно описывает соответствующие измеренные значения (рис. 11, кривая 3). В силу того, что в формуле (4) в фактор шероховатости не входят свободные параметры для оптимизации, на рис. 11 для сравнения приведена также функция распределения Гаусса (кривая 2), аппроксимирующая экспериментальные зависимости (1) со СКО = 0.11. Видно, что зависимость, аппроксимирующая экспериментальные данные (рис 11, кривая 2), практически совпадает с моделью (4) фактора шероховатости (кривая 3), что дополнительно указывает на справедливость применения закономерности (4) для фактора шероховатости $S_{ш}(\sigma_{ш})$.

Г. Решим обратную задачу по нахождению объемной влажности почвы W в ходе минимизации функционала, представляющего собой норму невязки между измеренными $|R^{изм}(f_0)|$ и рассчитанными $|R^{теор}(f_0, \rho_{сух}, M_{ГФ}, W)|$ значениями модулей коэффициентов отражения:

$$W_j = \left[\left| R_j^{изм}(f_0) \right| - \left| R^{теор}(f_0, \rho_{сух}, M_{ГФ}, W_j) \right| \right]_{\min}^2, \quad (6)$$

где индекс j обозначает измерение коэффициента отражения на отдельной тестовой площадке.

Найдем объемные влажности двумя способами. В первом случае будем использовать измеренные значения $R_j^{изм}(f_0)$ без нормировки на фактор шероховатости, во втором случае с учетом нормировки (рис. 11, кривая 3). Найденные таким образом объемные влажности почвы $W_{вост}$ относительно синхронно измеренных in-situ значений $W_{изм}$ на тестовых площадках показаны на рис. 12. Найденные двумя способами объемные значения влажности почвы со СКО = 3.5...3.8 % совпадают с измеренными in-situ. При этом без учета фактора шероховатости найденные значения объемных влажностей почвы оказываются заниженными относительно измеренных не более чем на -2.1 % (в среднем на -1.2 %). Значения объемных влажностей почвы, найденных с учетом нормировки модуля коэффициента отражения, на фактор шероховатости практически не смещены (+0.2 %) относительно измеренных in-situ. Коэффициент детерминации между найденными и измеренными значениями объемной влажности почвы оказался равен 0.725 (с учетом $S_{ш}(\sigma_{ш})$) и 0.698 (без учета $S_{ш}(\sigma_{ш})$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате долговременных систематически проведенных экспериментов по дистанционному зондированию почвенного покрова сельскохозяйственных полей, находящихся под паром в ходе естественных условий увлажнения и испарения, подтверждена практически значимая точность (3.5...3.8 %) измерения СШП-импульсами с борта

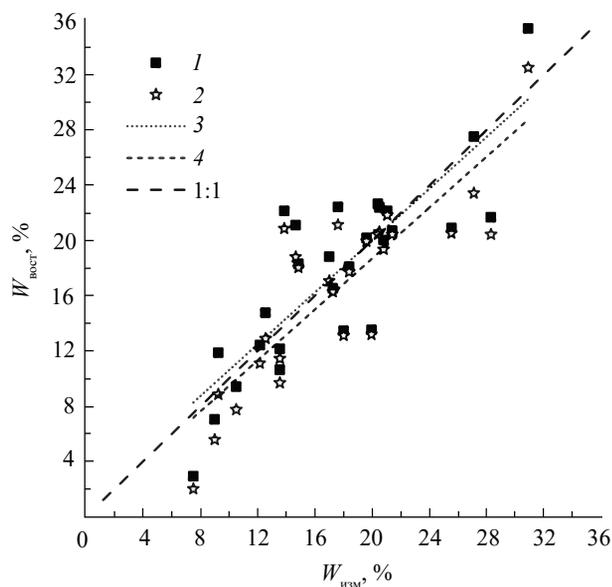


Рис. 12. Зависимость найденных в ходе решения обратной задачи и измеренных in-situ значений объемной влажности почвы: решение обратной задачи с корректировкой (1) и без корректировки (2) коэффициента отражения за счет фактора шероховатости поверхности почвы и соответствующие линии регрессии (3, 4).

БПЛА влажности почв. Поверхность почвенного покрова характеризовалась различными степенью и характером шероховатости в ходе периодического боронования и естественного разглаживания неровностей после дождей. Указанная погрешность измерения влажности почв находится в пределах естественных вариаций влажности почвы площадок зондирования.

Хорошее соответствие между значениями влажности почв, найденных из дистанционных наблюдений и измеренных контактным методом in-situ, позволяют судить о порядке толщины поверхностного слоя зондирования не менее чем 6...7 см (на частоте 731 МГц) в среднем для всех видов профилей влажности, степени и вида шероховатости поверхности почвенных покровов, складывавшихся на тестовых участках в ходе экспериментов. Данная оценка глубины зондирования близка к оценкам, полученным в работах [17] для сопоставимой частоты, и примерно в два раза больше (что соответствует кратности длин волн) по отношению к частоте зондирования 1.4 ГГц [16].

В диапазоне частот зондирующего импульса от 456 до 1014 МГц можно пренебречь влиянием диффузного рассеяния волн на случайных неровностях поверхности почвенного покрова тестовых участков (СКО высот неровностей меньше 2 см) в пределах указанной выше погрешности восстановления влажности почвы.

Одним из существенных недостатков предложенного метода является необходимость

многократных измерений модуля коэффициента отражения на различных высотах зависания БПЛА над поверхностью почвы с целью более достоверной оценки когерентной компоненты модуля коэффициента отражения. В этой связи необходимы дополнительные более детальные исследования влияния диффузного рассеяния волн на искажение временной формы и спектра СШП-импульса при однократном зондировании поверхности почв различной степени шероховатости.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-17-20042) и Красноярского краевого фонда науки (дог. № 42).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Precision Agriculture Evolution, Insights and Emerging Trends/Ed. by Q. Zaman. L.: Acad. Press, 2023.
2. Gudkov A. G., Agasieva S.V., Sidorov I.A. et al. // Computers and Electronics in Agriculture. 2022. V. 198. № 10. P. 107076.
3. Shutko A.M., Golovachev S.P., Novichikhin E.P. et al. // Proc. 2006 IEEE MicroRad. San Juan. 28 Feb – 02 Mar. N.Y.:IEEE, 2006. P. 82.
4. Egido A., Paloscia S., Motte E. et al. // IEEE J. Select. Topics Appl. Earth Observ. Remote Sensing. 2014. V. 7. № 5. P. 1522.
5. Wu K., Rodriguez G.A., Zajc M. et al. // Remote Sens Environ. 2019. V. 235. № 111456. P. 1.
6. Oh Y., Sarabandi K., Ulaby F. T. // IEEE Trans. 1992. V. GRS-30. № 2. P. 370.
7. Arcone S.A., Larson R.W. // IEEE Trans. 1988. V. GRS-26. № 1. P. 89.
8. Cheng Q., Su Q., Binley A. et al. // Water Resources Research. 2023. V. 59. No. e2022WR032621. P. 1.
9. Jonard F., Weihermüller L., Vereecken H., Lambot S. // Geophysics. 2012. V. 77. № 1. P. H1.
10. Jonard F., Weihermüller L., Jadoon K. Z. et al. // IEEE Trans. 2011. V. GRS-49. № 8. P. 2863.
11. Jonard F., André F., Pinel N. et al. // IEEE Trans. 2019. V. GRS-57. № 10. P. 7671.
12. Frédéric A., Jonard F., Jonard M. et al. // Remote Sensing. 2019. V. 11. № 7. P. 1.
13. Landron O., Feuerstein M.J., Rappaport T.S. // IEEE Trans. 1996. V. AP-44. № 3. P. 341.
14. Muzalevskiy K. // Intern. J. Remote Sensing. 2021. V. 42. № 7. P. 2377.

15. Lambot S., Antoine M., van den Bosch I. et al. // *Vadose Zone J.* 2004. V. 3. № 4. P. 1063.
16. Schmugge T., Wilheit W., Webster Jr., Gloersen P. Remote Sensing of Soil Moisture with Microwave Radiometers-II. NASA Technical Note. № D-8321. Washington: NACA, 1976. 39p. <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19760025537/downloads/19760025537.pdf>
17. Brakhasi F., Walker J.P., Ye N. et al. // *Sci. Remote Sensing.* 2023. V. 7. P. 100079.
18. Yardim C. et al. // *IEEE Trans.* 2022. V. GRS-60. № 4300312. P. 1.
19. Mousavi S., De Roo R., Sarabandi K., England A.W. // *IEEE Geosci. Remote Sensing Lett.* 2019. V. 16. № 10. P. 1526.
20. Tran A.P., Bogaert P., Wiaux F. et al. // *J. Hydrology.* 2015. V. 523. P. 252.
21. Topp G.C., Davis J.L., Annan A.P. // *Water Resour. Res.* 1980. V. 16. № 3. P. 574.
22. Tosti F., Ciampoli L.B., Calvi A. et al. // *J. Appl. Geophys.* 2013. V. 97. P. 69.
23. Muzalevskiy K. // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett.* 2023. V. 22. № 9. P. 2140.
24. Yarlequé M. A., Alvarez S., Martínez H.J. et al. // 2017 Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications. Verona. 11-17 Sept. 2017. N.Y.: IEEE, 2017. P. 1646.
25. Музалевский К.В. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2022. Т. 65. № 8. С. 677.
26. Mironov V. L., Bobrov P. P., Fomin S. V. // 2013 Int. Siberian Conf. on Control and Communications (SIBCON), Krasnoyarsk. 12-13 Sept. N.Y.: IEEE, 2013. Paper No. 6693613.

USING AN UNMANNED AERIAL VEHICLE FOR SOIL MOISTURE REMOTE SENSING BY MEANS OF ULTRA-WIDEBAND ELECTROMAGNETIC IMPULSES

**K. V. Muzalevskiy^{a,*}, S. V. Fomin^a, A. Yu. Karavayskiy^a, Z. Ruzicka^a, Yu. A. Leskova^a,
A. G. Lipshin^b, V. N. Romanov^b**

^a*Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Akademgorodok 50, bld. 38, Krasnoyarsk, 660036 Russian Federation*

^b*Krasnoyarsk Research Institute of Agriculture Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Svobodny Pros., 66, Krasnoyarsk, 660036 Russian Federation*

*E-mail: rsdkm@ksc.krasn.ru

Received November 02, 2023, revised March 12, 2024, accepted March 23, 2024

Under long-time experiments, the possibility of remote sensing of soil moisture with ultra-wideband (UWB) electromagnetic impulses from an unmanned aerial vehicle (UAV) was investigated. The soil surface of test sites with varying degrees of roughness was under fallow in conditions of natural moisture, drying, and periodic harrowing. The soil moisture was found by inverse problem solving, while minimizing the norm of discrepancy between the module of reflection coefficients, which were calculated using the Fresnel formula (for dielectrically homogeneous half-space) and the average values, measured at different hovering heights of the UAV over the sensing test sites. During the experiments from June 12 to September 28, 2022, the achievability of practically significant accuracy of remote sensing of volumetric soil moisture on the test sites in a 6–7 cm topsoil with a standard deviation of less than 4 % (relative to the weighted-drying measurements of soil samples, in-situ collected) was demonstrated. As a result, it was shown that in the frequency range of the sensing impulse from 456 MHz to 1014 MHz, the influence of diffuse scattering of waves on random soil surface roughness (standard deviations of the heights of roughness less than 2 cm) can be neglected within the above-mentioned error in the soil moisture retrieval.

Keywords: Remote sensing, radiolocation, unmanned aerial vehicle, ultra-wideband impulses, soil moisture, soil surface roughness

УДК 621.396.67

БИПЕРИОДИЧЕСКАЯ ЛИНЕЙНАЯ РЕШЕТКА

© 2024 г. С. Е. Банков*, М. Д. Дупленкова

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

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 24.01.2024 г.

Принята к публикации 29.01.2024 г.

Рассмотрена антенна с последовательным питанием, которая содержит две совмещенные линейные решетки (линейки) элементарных резонансных излучателей, расположенные в общей апертуре. Показано, что такая антенна может работать как в двухдиапазонном режиме, так и в режиме с одним расширенным диапазоном частот. Установлено, что в двухдиапазонном режиме антенна имеет максимальное усиление в заданном направлении в двух отдельных полосах частот, при сближении которых образуется один общий расширенный частотный диапазон. В рамках приближенной модели предложена процедура синтеза антенны. С помощью системы HFSS исследуются несколько вариантов волноводно-щелевой решетки, содержащей две линейки продольных щелей. Численное моделирование подтверждает результаты приближенной теории. Показано, что предлагаемая решетка может работать в обоих указанных режимах, что значительно расширяет функциональные возможности антенн данного типа.

Ключевые слова: волноводно-щелевая антенная решетка, двухдиапазонная антенна, бипериодическая антенная решетка, антенная решетка с последовательным питанием

DOI: 10.31857/S0033849424070035, EDN: HZDJY

ВВЕДЕНИЕ

Антенны с последовательным питанием (АПП) широко известны в теории и технике антенн, например, можно отметить классическую работу [1], в которой изложены теоретические основы построения АПП. Антенные решетки с последовательным питанием (АРПП) можно выделить в отдельную группу. Как правило, такая решетка представляет собой линию передачи (ЛП) или волновод, периодически нагруженные элементарными излучателями. Эти излучатели последовательно возбуждаются бегущей волной, распространяющейся по волноводу или ЛП. Различают два варианта АРПП: резонансные и нерезонансные. Объектом нашего исследования являются нерезонансные решетки, поэтому далее при обсуждении АРПП термин нерезонансные не применяется.

За последнее десятилетие было предложено множество АРПП. Среди них можно отметить волноводно-щелевые решетки [2] с продольными и поперечными щелями. Такая антенна представляет собой линейную решетку щелей, выполненных в стенках волновода. Несколько таких решеток можно комбинировать таким образом, чтобы получить двумерную решетку с узкой диаграммой направленности (ДН) [3, 4].

Микрополосковая линия также является ЛП, широко используемой в качестве основы для проектирования АРПП [5]. Элементарные излучатели в микрополосковых АРПП имеют форму микрополосковых шлейфов [6], патчей [7] или щелей в плоскости заземления [8].

Применение плоских волноводов (ПВ) в конструкции АРПП [9] является следующим этапом их развития. Обычно антенна на ПВ представляет собой двумерный массив щелей в экране, который может возбуждаться плоскими или цилиндрическими волнами ПВ [10, 11]. Антенна на цилиндрических волнах получила название щелевой решетки на радиальной линии (ЩРРЛ), она имеет чрезвычайно простую структуру и, следовательно, низкую стоимость. Благодаря этому ЩРРЛ долгое время рассматривались как перспективные для плоских антенн спутникового телевидения.

Упомянутые выше решетки, за исключением, может быть, АРПП, в основном находят применение в сантиметровом диапазоне волн. Их распространение в миллиметровый диапазон длин волн ограничено высоким уровнем диссипативных потерь для микрополосковых ЛП или высокой стоимостью производства, характерной для волноводных структур. Интегрированный в подложку волновод (substrate integrated waveguide, SIW) является

перспективным для миллиметрового диапазона и сочетает в себе низкую стоимость печатных схем и малые потери волноводов [12]. Несколько АРПП на основе SIW представлены в [12–14].

Основным преимуществом всех АРПП является их простота. У них не такие широкие функциональные возможности, как у фазированных антенных решеток (ФАР), но при этом стоимости АРПП и ФАР несопоставимы. Сравнивая АРПП с другими типами антенн, следует отметить эффект частотного сканирования [1]. Ориентация в пространстве основного луча АРПП зависит от частоты, что и называют частотным сканированием. Иногда этот эффект является полезным, но чаще это недостаток, ограничивающий пропускную способность АРПП, что имеет место в системах связи, когда антенна должна обеспечивать прием/передачу сигнала в фиксированном направлении.

Интересный вариант был предложен в [15]. Описываемая в работе антенна содержит решетку щелей, прорезанных во внешнем проводнике коаксиальной ЛП. Важным моментом является то, что щели настроены в резонанс, который характеризуется резонансной частотой f_r и добротностью Q . Вблизи частоты f_r зависимость угла излучения θ_r от частоты стабилизируется и, таким образом, полоса пропускания антенны увеличивается. В более поздних работах [16, 17] было показано, что эффект расширения полосы пропускания не зависит от типа ЛП или элементарного излучателя. Он характерен для всех АРПП с резонансными излучателями. Полоса пропускания антенн из [15–17] в 1.5–2 раза шире полосы пропускания АРПП с нерезонансными излучателями.

Цель данной работы — развитие идей, изложенных ранее [15–17], и демонстрация того, что бипериодическая решетка обеспечивает функционирование в расширенном диапазоне частот по сравнению с прототипами из [15–17] или в двух разнесенных поддиапазонах.

1. ОБЪЕКТ И СТРУКТУРА ИССЛЕДОВАНИЯ

Мы предлагаем АПП, содержащую две линейные решетки (линейки) резонансных излучателей с периодами соответственно P_1, P_2 , которые занимают общую излучающую апертуру. Излучатели в линейках имеют разные резонансные частоты f_{r1}, f_{r2} и добротности Q_1, Q_2 . Антенну такого типа назовем бипериодической АРПП.

На первом этапе исследуем предлагаемую антенну в рамках приближенной модели в виде схемы замещения. В этой модели учитываются только взаимодействия между элементами решетки через основную волну ЛП. Основное преимущество приближенной модели состоит в том, что она работает с обобщенными параметрами, такими как резонансная частота, добротность, постоянная

распространения ЛП и др. Такой подход позволяет получать результаты в обобщенном виде, не зависящем от типа ЛП и излучателя.

Оптимальная настройка или синтез антенны рассматривается во второй части нашей работы. Предлагаемая процедура синтеза определяет обобщенные параметры, обеспечивающие заданные характеристики антенны.

В третьей части исследуется частный вариант бипериодической АРПП — волноводная решетка продольных щелей. Это исследование проводится с помощью системы электродинамического моделирования HFSS. Численно исследованы несколько сдвоенных периодических решеток. Численное моделирование подтверждает приближенные теоретические результаты, полученные в первых двух частях. Это важно для оценки перспектив практического применения бипериодических решеток с последовательным питанием.

2. ПРИБЛИЖЕННАЯ МОДЕЛЬ БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Сначала изложим основные принципы, используемые при выборе параметров одноперодической антенны (подробнее см. [17]). Модель решетки в виде эквивалентной схемы показана на рис. 1. Будем рассматривать только периодические решетки с одинаковыми контурами. Вопрос об амплитудно-фазовом распределении в антенне не ставится. Для АРПП с бегущей волной амплитудное распределение описывается экспонентой.

Излучатели решетки заменены параллельными контурами, последовательно включенными в линию передачи. Возможна также схема с последовательными контурами. Обе схемы дают эквивалентные результаты, поскольку в окончательные выражения входят обобщенные параметры контуров — добротность, резонансная частота и т.д.

Как отмечалось выше, фактором, ограничивающим полосу АРПП, является частотное сканирование, т.е. зависимость угла излучения антенны θ_m от частоты. На рис. 2 показана типичная зависимость угла излучения АРПП. Пусть угол θ_{m0} является номинальным углом излучения,

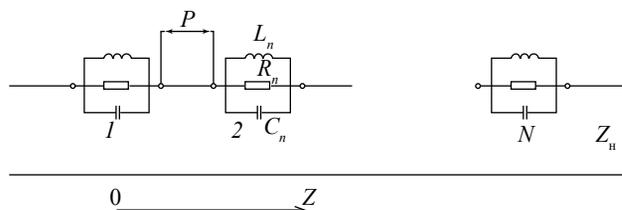


Рис. 1. Эквивалентная схема АРПП: 1, 2, ..., N — номера элементарных излучателей.

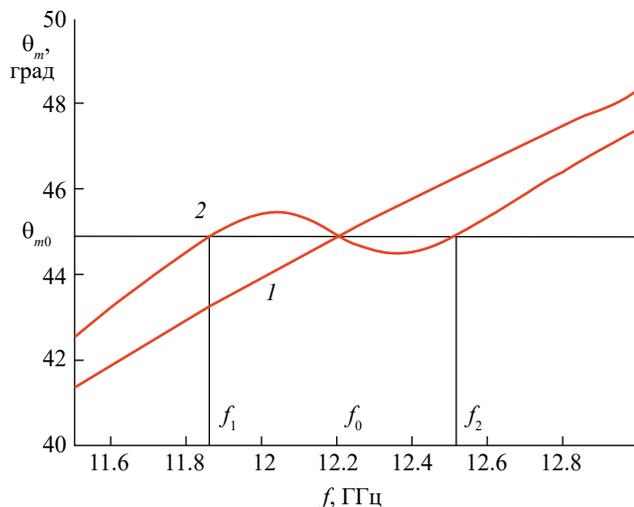


Рис. 2. Частотная зависимость угла излучения АРПП: нерезонансный (1) и резонансный (2) излучатели.

т.е. углом, под которым должна излучать антенна на центральной частоте рабочего диапазона f_0 . В примере, которому соответствует рис. 2, он равен 45° .

Из рис. 2 видно, что при правильном выборе параметров контуров угол излучения может быть равен номинальному значению не только на центральной частоте, как в случае нерезонансных излучателей, но и на двух дополнительных частотах $f_{1,2}$.

Рассмотрим далее зависимость от частоты другого важного параметра антенны, определяющего ее амплитудное распределение — затухания волны α_p . На рис. 3 показана частотная зависимость полного затухания волны на длине антенны $\alpha_p NP$, где N — число излучателей, P — период решетки. Горизонтальной линией показано известное оптимальное значение полного затухания антенны с экспоненциальным амплитудным

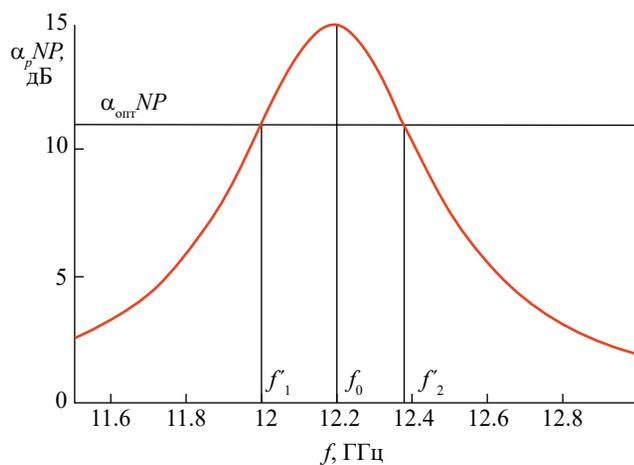


Рис. 3. Частотная зависимость затухания волны в АРПП.

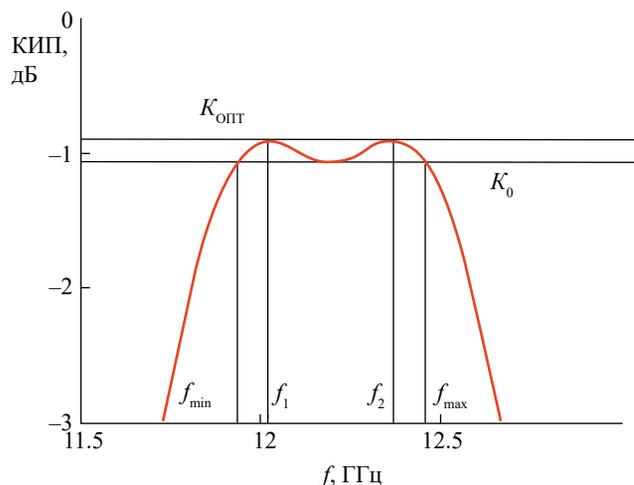


Рис. 4. Частотная зависимость КИП АРПП с резонансными излучателями.

распределением, которое можно найти в [17]. Оптимальное затухание равно 11.3 дБ.

Из рис. 3 видно, что оптимум затухания достигается на двух частотах $f'_{1,2}$, которые, вообще говоря, не обязательно равны $f_{1,2}$. Равенство частот $f'_{1,2}$ и $f_{1,2}$ является результатом правильного выбора параметров антенны, которое обеспечивает достижение максимально возможного ее коэффициента использования поверхности (КИП) на двух частотах (рис. 4), так как на этих частотах антенна имеет оптимальное амплитудное распределение и одновременно излучает в требуемом направлении.

Выражения, связывающие оптимальное значение добротности контура с числом излучателей и неравномерностью частотной характеристики усиления АРПП в полосе частот, определены в [17].

Бипериодическая АРПП схематично показана на рис. 5. Она состоит из линии передачи, ориентированной вдоль оси Oz и двух решеток излучателей в виде контуров с разными резонансными частотами $f_{r1,2}$, добротностями $Q_{1,2}$ и резонансными активными сопротивлениями $R_{1,2}$. Контуры расположены с периодами $P_{1,2}$.

Модель АРПП строится следующим образом. На первом этапе контуры заменяются виртуальными источниками напряжения с ЭДС $E_{1,2n}$, $n = 1, 2, \dots, N$,

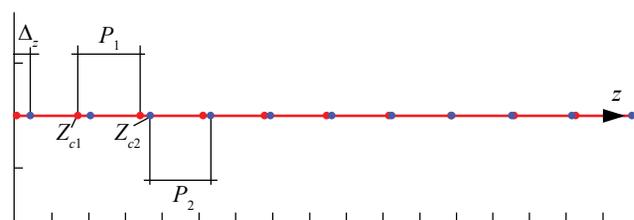


Рис. 5. Схематичное представление бипериодической АРПП.

которые возбуждают линию передачи. Решение задачи о возбуждении линии передачи источником напряжения известно [18]

$$U(z) = \text{sign}(z - z_0) \frac{E}{2} \exp(-i\gamma|z - z_0|), \quad (1)$$

$$I(z) = -\frac{E}{2Z_0} \exp(-i\gamma|z - z_0|),$$

$$\text{sign}(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ -1, & x < 0 \end{cases},$$

где $I(z), U(z)$ — ток и напряжение в линии передачи, z_0 — координата источника, γ, Z_0 — постоянная распространения и характеристическое сопротивление линии.

Токи от всех источников суммируются, к ним добавляется ток падающей волны, возбуждающей решетку, и таким образом находится полный ток в линии. Напряжения и токи на источниках должны удовлетворять закону Ома:

$$E_{1,2n} = Z_{c1,2} I_{1,2n}, \quad (2)$$

где $I_{1,2n}$ — токи через контуры первого и второго типов, а $Z_{c1,2}$ — их сопротивления. Выполнение соотношений (2) приводит нас к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных ЭДС на контурах. Находя их, можем определить все интересующие нас параметры АРПП [17], в том числе коэффициент отражения от АРПП R и коэффициент прохождения через решетку T . К числу интересующих нас параметров относится также КИП АРПП.

3. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АРПП В ПРИБЛИЖЕНИИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ

Целью численного исследования бипериодической АРПП была ее настройка в двух режимах: двух- и однодиапазонном. В первом случае резонансные частоты f_{r1}, f_{r2} излучателей разнесены на достаточное расстояние, при котором их полосы частот не перекрываются. При этом в каждом поддиапазоне настройка должна обеспечивать двугорбую частотную характеристику параметра, который описывает эффективность работы антенны.

В качестве такого параметра мы использовали КИП. Обычно КИП применяется для описания апертурных антенн с острой ДН. В нашем случае речь идет об одномерной решетке с веерной ДН. Стандартное определение КИП [19] использует двумерное распределение источников в плоскости антенны. Мы будем использовать одномерное дискретное распределение вдоль оси $0z$, которое находится из решения СЛАУ (см. разд. 2). В качестве амплитуд источников берем напряжения $E_{1,2n}$:

$$\text{КИП} = \frac{\left| \sum_{n=1}^N E_n \exp(iz_n \sin \theta_0) \right|^2}{N \sum_{n=1}^N |E_n|^2} (1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2). \quad (3)$$

Здесь $S_{11,21}$ — коэффициент отражения от решетки и коэффициент прохождения через нее, θ_0 — заданный угол излучения, под которым должен быть ориентирован главный луч ДН, N — общее число излучателей в двух подрешетках с периодами $P_{1,2}$, z_n — координаты излучателей. Суммирование в соотношении (3) ведется по всем излучателям. Первый множитель в формуле (3) учитывает падение КИП за счет неидеального амплитудно- фазового распределения в решетке, а второй множитель учитывает неизлученную мощность, которая отразилась от входа антенны и была поглощена нагрузкой, расположенной на ее левом краю (рис. 1).

При использовании модели в виде эквивалентной схемы мы предполагали применение линии передачи с Т-волной, т.е. без частотной дисперсии с постоянной распространения $\gamma = k\sqrt{\varepsilon}$ (k — волновое число свободного пространства, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды заполняющей линию передачи).

В качестве свободных параметров были использованы следующие переменные: периоды подрешеток $P_{1,2}$, добротности контуров $Q_{1,2}$, нормированные на сопротивление линии передачи резонансные сопротивления контуров $R_{1,2}$, расстояние Δz (рис. 5). Фиксировались резонансные

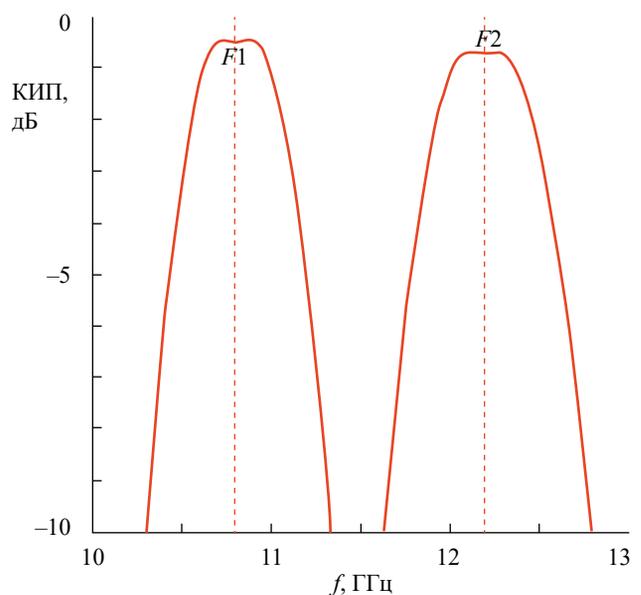


Рис. 6. Частотная зависимость КИП АРПП в двухчастотном режиме.

частоты f_{r1}, f_{r2} , число излучателей N , угол излучения θ_0 .

На рис. 6 показана частотная зависимость КИП бипериодической АРПП в двухдиапазонном режиме. Она получена при $f_{r1} = 10.8, f_{r2} = 12.2, P_1 = 16.85, P_2 = 15, Q_1 = Q_2 = 35, R_1 = 0.18, R_2 = 0.17, \varepsilon = 2.1, N_1 = N_2 = 17, \Delta z = 1, \theta_0 = -11^\circ$. Отрицательный знак перед углом излучения означает, что решетка излучает в направлении, противоположном направлению распространения возбуждающей ее волны. В нашем случае волна бежит в положительном направлении оси Oz . Главный луч ДН имеет отрицательную проекцию на эту ось и, соответственно, отрицательный угол излучения.

На рис. 7 показаны нормированные ДН в проходящей через ось антенны продольной плоскости, полученные на частотах 10.8 и 12.2 ГГц. Диаграмма направленности элемента решетки полагается идеальной изотропной. Угол θ отсчитывается от нормали к оси Oz и меняется в пределах от минус до плюс 90° .

Известно [17], что максимальный КИП в АРПП с одинаковыми излучателями равен -0.7 дБ. Из рис. 6 видно, что в низкочастотном поддиапазоне настройка выполнена удачно и полученный КИП даже несколько выше предельного значения, что можно отнести за счет приближенного характера модели. В высокочастотном поддиапазоне он незначительно ниже.

На характеристики антенны существенно влияет взаимное расположение подрешеток, которое задается расстоянием Δz . В большей степени оно влияет на уровень боковых лепестков, что свидетельствует о взаимном влиянии подрешеток друг на друга. Как видно из рис. 7 указанное

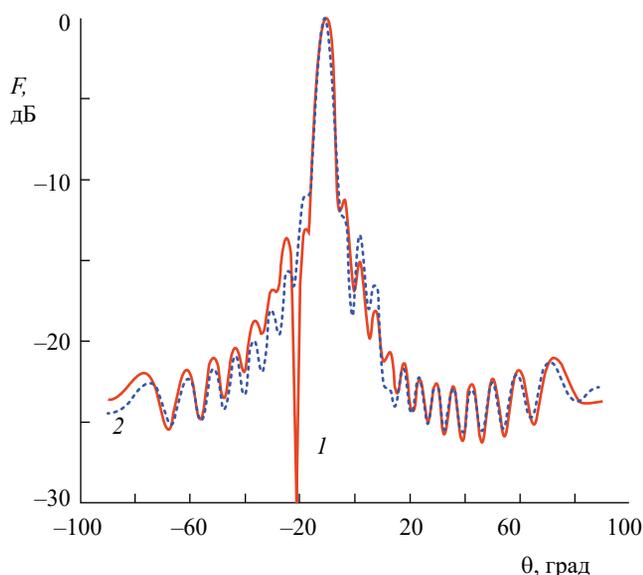


Рис. 7. Нормированные ДН бипериодической решетки на частотах 10.8 (1) и 12.2 ГГц (2).

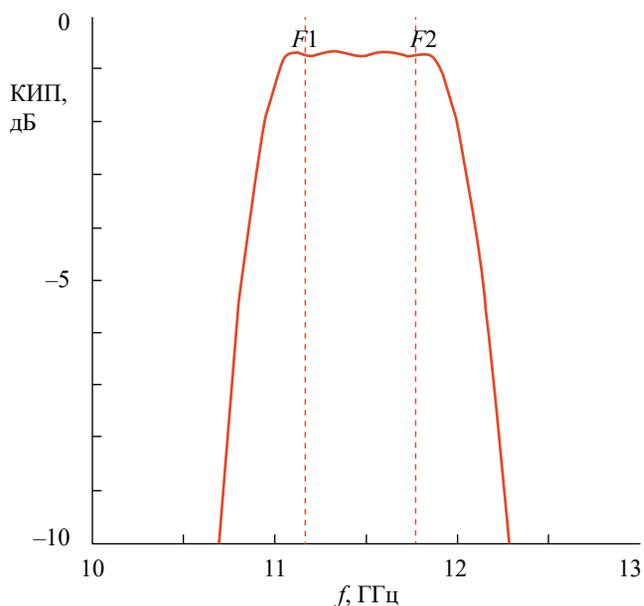


Рис. 8. Частотная зависимость КИП в однодиапазонном режиме.

расстояние удается выбрать таким образом, чтобы искажения формы ДН в обоих поддиапазонах были минимальными.

В целом приведенные результаты подтверждают возможность работы в двухдиапазонном режиме, в котором обеспечивается КИП, близкий к максимально возможному. Также стоит обратить внимание на форму частотной характеристики в поддиапазонах, которая имеет вид, характерный для полосового фильтра второго порядка.

Настройка в однодиапазонном режиме представляет собой более сложную задачу. Она достигается сближением частот f_{r1}, f_{r2} и, соответственно, периодов $P_{1,2}$. Большое значение имеет выбор параметра Δz .

На рис. 8 показана частотная зависимость КИП в однодиапазонном режиме, полученная для $f_{r1} = 11.18, f_{r2} = 11.78, P_1 = 16.91, P_2 = 16.35, Q_1 = Q_2 = 34, R_1 = 0.18, R_2 = 0.18, \varepsilon = 2.1, N_1 = N_2 = 17, \Delta z = 9, \theta_0 = -7.02^\circ$. Видно, что в полосе пропускания антенна имеет частотную характеристику, аналогичную характеристике фильтра четвертого порядка.

На рис. 9 показаны ДН бипериодической решетки на частотах $f_{r1,2}$ (см. выше), полученные на частотах 11.18 и 11.78 ГГц. Форма ДН — типичная для линейных решеток с экспоненциальным распределением.

Таким образом, моделирование бипериодической решетки в рамках приближенной модели показало реализуемость обоих режимов ее работы.

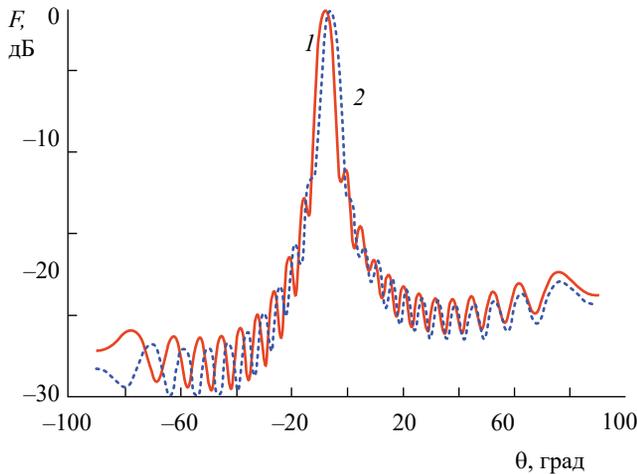


Рис. 9. Нормированные ДН бипериодической решетки на частотах 11.18 (1) и 11.78 ГГц (2).

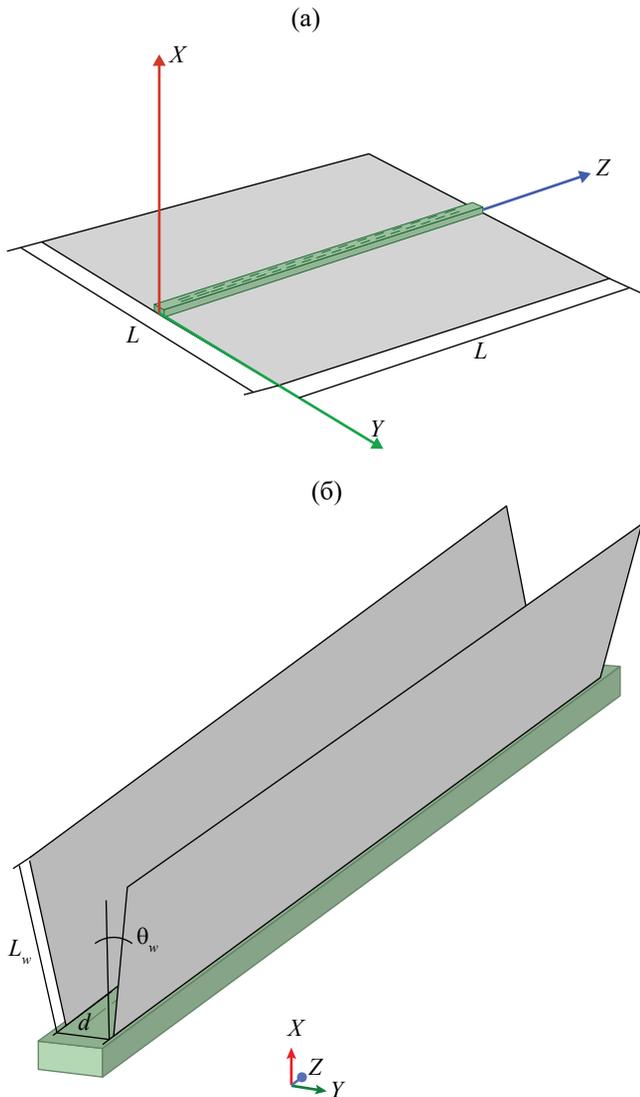


Рис. 10. Модели бипериодической решетки для электро-динамического моделирования: с плоским экраном (а) и плоским рупором (б).

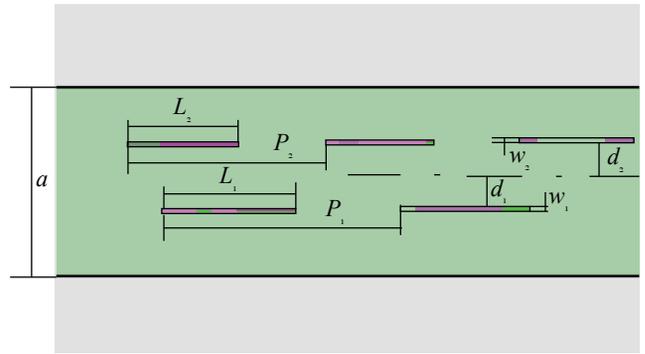


Рис. 11. Фрагмент решетки.

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Далее проверим полученные выводы путем строгого электродинамического моделирования антенны и ее настройки при помощи HFSS.

На рис. 10 представлен объект исследования — волноводно-щелевая антенная решетка, содержащая две линейные подрешетки элементарных резонансных излучателей. Решетка исследовалась в двух вариантах: на квадратном экране размером $L \times L$, $L = 386$ и с плоским рупором. Здесь и далее все размеры даны в миллиметрах.

На рис. 11 показан фрагмент решетки с обозначением размеров ее элементов. Щели прорезаны в широкой стенке металлического прямоугольного волновода сечением $a \times b$, где $a = 16$, $b = 7$ с диэлектрическим заполнением материалом полипропилен с $\epsilon = 2.25$. Каждая линейная подрешетка имеет свой период и содержит излучатели со своей резонансной частотой. Вариант с плоским экраном исследовали и настраивали только в двухдиапазонном режиме. Вариант

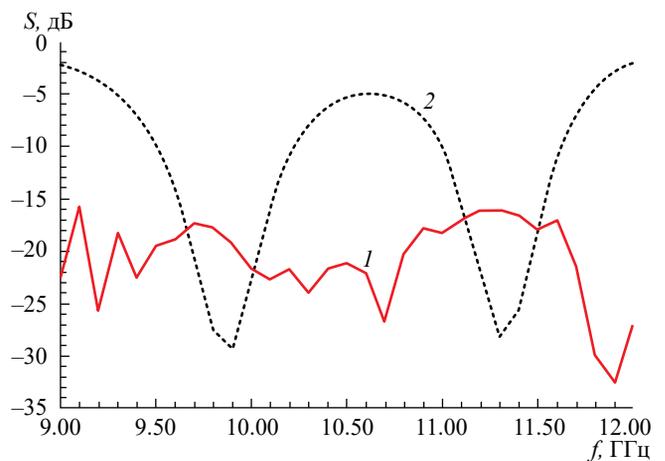


Рис. 12. Частотная зависимость параметров рассеяния решетки с экраном в двухдиапазонном режиме: коэффициенты отражения (1) и прохождения (2).

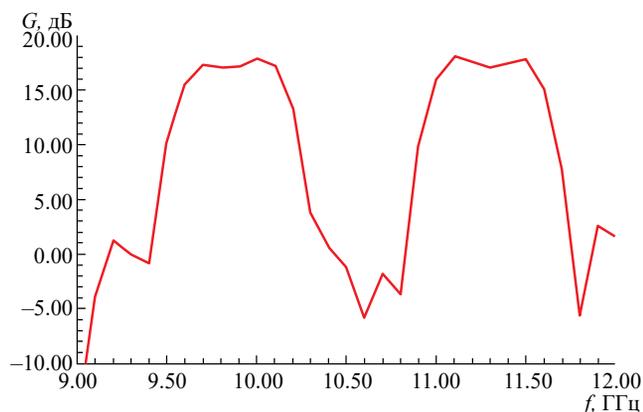


Рис. 13. Частотная характеристика КУ решетки с экраном в двухдиапазонном режиме.

с плоским рупором рассматривали в обоих режимах.

Приведем характеристики настроенных антенн с плоскими экраном и рупором. Решетка с плоским экраном в двухдиапазонном режиме имеет следующие параметры: периоды $P_1 = 20.7$, $P_2 = 17.3$ длины щелей $L_1 = 11.3$, $L_2 = 9.6$, ширины щелей $w_1 = 0.25$, $w_2 = 0.25$, расстояния от оси волновода до линейных подрешеток $d_1 = 2.5$, и $d_2 = 3.2$, общее число щелей $N = 32$.

Расчет проводился при помощи системы электродинамического моделирования Ansys HFSS 2019. Частотная зависимость элементов матрицы рассеяния решетки представлена на рис. 12. Кривые 1, 2 соответствуют коэффициентам отражения и прохождения. Видно, что коэффициент отражения (кривая 1) не превосходит -15 дБ в полосе частот 9...12 ГГц, а коэффициент прохождения (кривая 2) имеет два минимума с амплитудой менее -25 дБ, что указывает на наличие излучения вблизи указанных минимумов.

Ширины этих провалов по уровню -15 дБ составляют 0.5 ГГц в низкочастотном диапазоне и 0.4 ГГц в высокочастотном.

Рассмотрим теперь характеристики излучения описанной структуры. На рис. 13 приведена зависимость КУ G от частоты в направлении 106.5° по углу θ и 0° по углу φ . Отметим, что при электродинамическом моделировании мы использовали сферическую систему координат, определенную стандартным образом. В ней угол θ меняется от нуля (направление вдоль оси Oz) до 180° . Если волна в волноводе бежит в положительном направлении, то угол излучения лежит в области $\theta > 90^\circ$.

Анализируя приведенную зависимость, отмечаем, что антенна является двухдиапазонной, КУ для обоих диапазонов достигает 18 дБ, зависимости близки к прямоугольным, ширина диапазона по уровню -3 дБ от максимального значения составляет для нижнего диапазона порядка 5.6 % частот, а для верхнего 5.3 %.

Следует отметить, что характеристика на рис. 13 получена в результате настройки, которая происходит следующим образом — задавая резонансную длину щели для каждого диапазона и меняя период, можно добиться близкой к прямоугольной характеристики для заданного угла излучения. Параметры d_1 и d_2 определяют степень связи излучающих щелей с волноводом, меняя которую можно регулировать глубину провала характеристики $G(f)$ в центре поддиапазона и добиваться относительно плоской кривой.

На рис. 14а приведены нормированные ДН в плоскости XOZ на частотах 9.9 и 11.3 ГГц, при этом полученные ДН практически совпадают в области главного лепестка, направление луча составляет 106.5° .

На рис. 14б представлены нормированные ДН как функции азимутального угла φ при фиксированном угле места $\theta = 106.5^\circ$. Отмечаем изрезанную форму ДН в указанной плоскости, что является

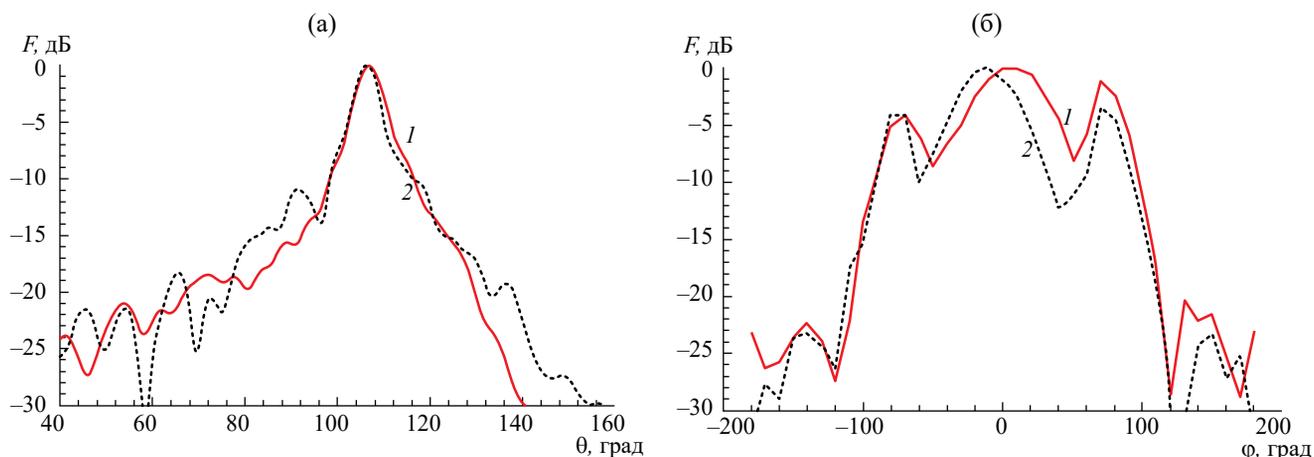


Рис. 14. Диаграммы направленности решетки с экраном в плоскости XOZ (а) и в азимутальной плоскости (б) в двухдиапазонном режиме на частотах 9.9 (1) и 11.3 ГГц (2).

нежелательным эффектом для большинства применений подобной антенны. Одним из способов преодоления изрезанности ДН является использование вместо экрана наклонных стенок, образующих одномерный плоский рупор, как показано на рис. 10б. Возникают дополнительные параметры для такой структуры по сравнению с рассмотренной ранее: расстояние между наклонными стенками в плоскости раскрыва $a_1 = 13$, длина стенок $L_w = 40$, угол наклона стенок относительно нормали к излучающей поверхности $\theta_w = 17$ град.

На рис. 15 приведена зависимость КУ G решетки с плоским рупором от частоты в направлении 106.5° по θ и 0° по ϕ . Отмечаем, что КУ для обоих диапазонов достигает 19 дБ, зависимости близки к прямоугольным, ширина диапазона по уровню -3 дБ от максимального значения составляет порядка 5.8 % для нижнего диапазона частот и 5.6 % для верхнего.

На рис. 16а приведены нормированные диаграммы направленности в плоскости XOZ , которые соответствуют частотам 9.4 и 10.8 ГГц. При этом полученные ДН практически совпадают в области главного лепестка, направление луча

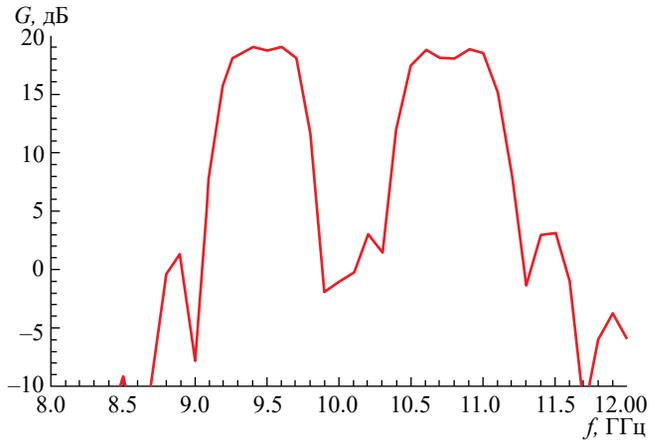


Рис. 15. Частотная характеристика КУ решетки с рупором в двухдиапазонном режиме.

составляет 16.5° от нормали к излучающей поверхности. На рис. 16б представлены нормированные ДН при $\theta = 16.5^\circ$. Отмечаем отсутствие изрезанности в указанной плоскости, в отличие от предыдущего случая, и совпадения формы ДН на уровне выше -5 дБ.

На рис. 17, 18 представлены характеристики би-периодической решетки с плоским рупором в однодиапазонном режиме. Результаты получены при $b = 16$, $a = 6.6$, $L_1 = 10.35$, $w_1 = 0.25$, $\Delta z = 8$, $d_1 = 2.8$ и $d_2 = 2.4$, $P_1 = 19.2$, $L_2 = 11.3$, $w_2 = 0.25$, $P_2 = 20.7$, $d = 16$, $\theta_w = 10^\circ$, $L_w = 40$, $\epsilon = 2.25$, $N = 32$.

На рис. 17 показана частотная зависимость КУ в направлении 13.5° по θ и 0° по ϕ . Отмечаем, что КУ в рабочем диапазоне частот составляет от 16.5 до 19 дБ, антенна имеет полосу пропускания 1.3 ГГц по уровню -3 дБ, что соответствует относительной полосе в 13%.

На рис. 18а представлены нормированные ДН в плоскости XOZ как функции угла места θ при $\phi = 0$, полученные на частотах 9.4 и 10.1 ГГц. Ширина ДН по уровню -3 дБ близка к 5.5° на частоте 9.4 ГГц. Длина решетки 300. Антенна с равномерным амплитудно-фазовым распределением

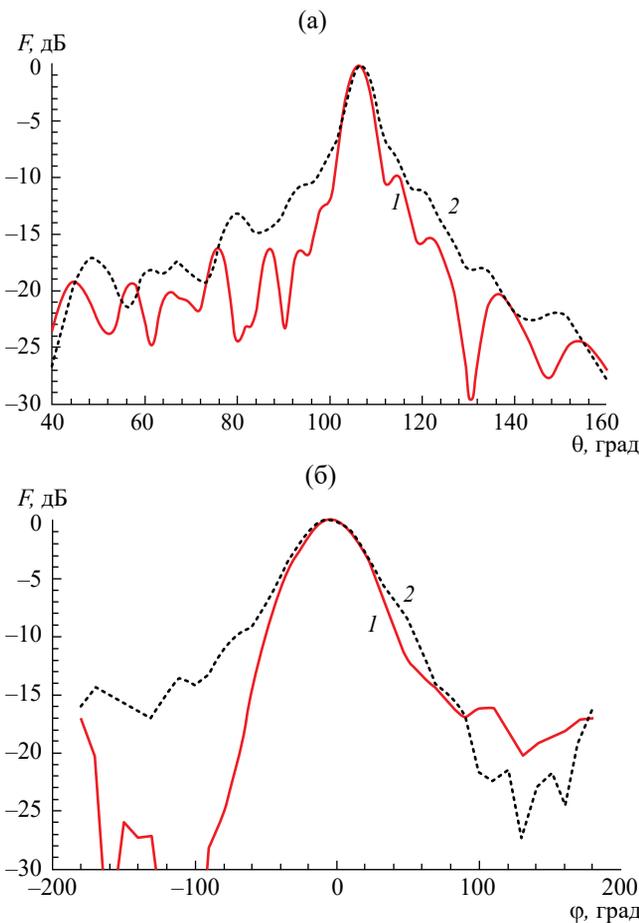


Рис. 16. Диаграммы направленности решетки с рупором в плоскости XOZ (а) и в азимутальной плоскости (б) в двухдиапазонном режиме на частотах 9.8 (1) и 10.6 ГГц (2).

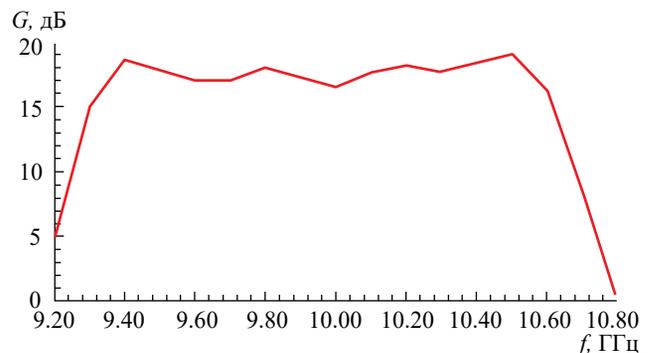


Рис. 17. Частотная характеристика КУ решетки с рупором в однодиапазонном режиме.

имеет при такой длине ДН шириной 5.1° . Разница в 0.4° обусловлена экспоненциальным амплитудным распределением. Отклонение луча составляет 15° от нормали к излучающей поверхности. На рис. 18б представлены нормированные ДН как функции азимутального угла φ при $\theta = 15^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты свидетельствуют о том, что бипериодические решетки являются перспективным техническим решением, позволяющим улучшить важные показатели качества АРПП. Приведенные характеристики, скорее всего, не являются предельно достижимыми для данного класса антенн, поскольку большое число взаимовлияющих параметров усложняют настройку антенны и достижение оптимальных результатов даже на этапе электродинамического моделирования. Дальнейшее экспериментальное исследование бипериодических АРПП может показать скрытые в данный момент сложности. Тем не менее полученные результаты можно оценить как

положительные, показывающие перспективы практического использования бипериодических АРПП.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке бюджетного финансирования в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уолтер К.Х. Антенны бегущей волны. М: Энергия, 1970.
2. Casula G. A., Mazzarella G., Montisci G., Muntoni G. // Electronics. 2021. V. 10. № 11. С. 1311.
3. Hirokawa J., Miyagawa T., Ando M., Goto N. // Dig. IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. Chicago. 18-25Jun. 1992. N.Y.: IEEE. 1992. V.3. P. 1471.
4. Casula G. A., Montisci G., Mazzarell, G. et al. // J. Electromagnetic Waves and Appl. 2013. V. 27. № 17. P. 2155.
5. Kang Y., Noh E., Kim K. // IEEE Antennas and Wireless Propag. Lett. 2020. V. 19. № 8. P. 1395.
6. Mishra G., Sharma S. K., Chieh J. C. S. // IEEE Trans. 2020. V. AP-68. № 12. P. 7947.
7. Yi H., Li L., Han J., Shi Y. // IEEE Access. 2019. V. 7. P. 111466.
8. Chaudhuri S., Kshetrimayum R.S., Sonkar R.K., Mishra M. // Electron. Lett. 2019. V. 55. № 20. P. 1071.
9. Hirokawa J., Ando M., Goto N. et al. // IEEE Trans. 1995. V. VT-44. № 4. P. 749.
10. Банков С.Е. // РЭ. 2004. Т. 49. № 6. С. 701.
11. Goto N. Single-Layered Radial Line Slot Antenna. US Patent № 5175561. Publ. December 29, 1992.
12. Cheng Y.J., Hong W., Fan K., Wu Y. // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 1. P. 40.
13. Qiu L., Xiao K., Chai S. L. et al. // IEEE Trans. 2016. V. AP-64. № 11. P. 4639.
14. Zhang L., Li L., Yi H. // 2018 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conf. (CSQRWC). Xuzhou. 21-24 Jul. N.Y.: IEEE, 2018. Paper No. 8455559.
15. Ishimaru A., Bernard G. // IRE Trans. 1962. V. AP-10. № 2. P. 151.
16. Банков С.Е., Ан Дж. // РЭ. 2007. Т. 52. № 8. С. 932.
17. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит, 2013.
18. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи с распределенными параметрами. М.: Радио и связь, 1980.
19. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М: Мир, 1989.

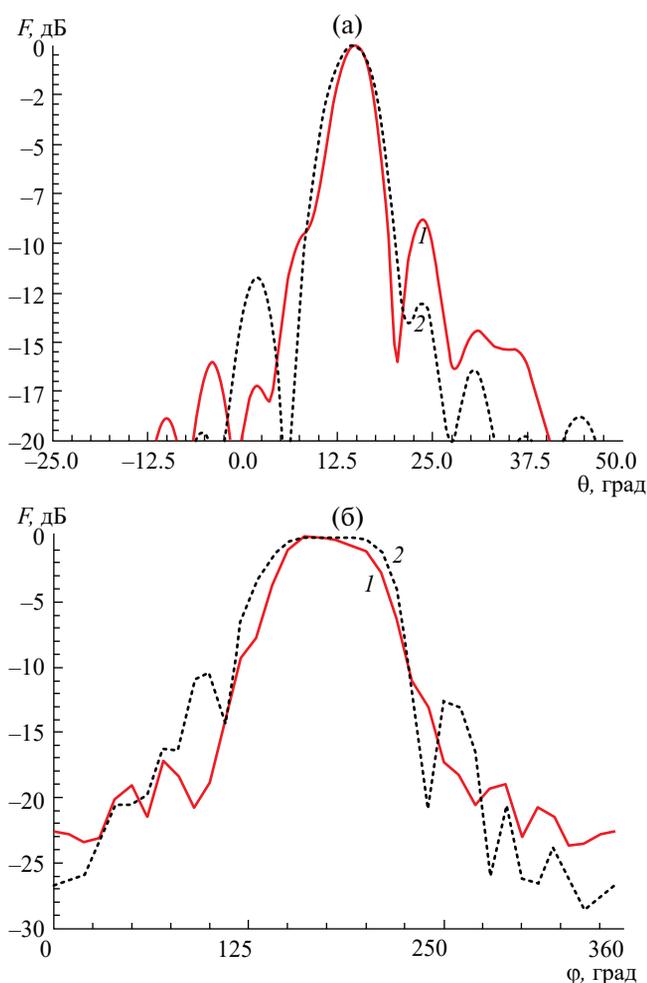


Рис. 18. Диаграммы направленности решетки с рупором в плоскости XOZ (а) и в азимутальной плоскости (б) в однопериодном режиме на частотах 9.4 (1) и 10.1 ГГц (2).

BI-PERIODIC LINEAR ANTENNA ARRAY**S. E. Bankov*, M. D. Duplenkova***Kotelnikov Institut of Radioengineering and Electronics RAS,
Mokhovaya Str. 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation***E-mail: sbankov@yandex.ru*

Received May 17, 2023, revised January 24, 2024, accepted January 29, 2024

A series-fed antenna containing two parallel linear arrays in a common aperture is proposed in this letter. Elements of the arrays are elementary resonant radiators. Proposed antenna can operate both in a dual-frequency mode and in a mode with one extended frequency range. Such an antenna in the dual-band mode provides a maximum gain in a given direction in two separate frequency ranges. The convergence of the frequency ranges forms one common extended frequency range. An approximate approach for synthesizing the antenna is proposed. Using the HFSS system, several variants of a bi-periodic slotted waveguide antenna array are investigated. Numerical modeling confirms the results of the approximate theory. It is shown that the proposed array can operate in both specified modes, which significantly expands the functionality of antennas of this type.

Keywords: slotted waveguide antenna array, dual-band antenna, bi-periodic antenna array, series-fed antenna array

О ПОЛОСЕ ЧАСТОТ ПОЛЯРИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ СЛОИСТЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР

© 2024 г. Буй Ван Чунг^а, В. А. Калошин^{б, *}, Е. В. Фролова^б

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

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

E-mail: vak@cplire.ru

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

После доработки 29.11.2023 г.

Принята к публикации 11.01.2024 г.

Путем численного решения дисперсионных уравнений и численного моделирования с использованием метода конечных элементов с опцией «eigenmode» и канала Флоке в программной среде Ansys HFSS проведено исследование и оптимизация параметров поляризатора на основе слоистой периодической диэлектрической среды (диэлектрик–воздух). Найдены оптимальные значения параметров (диэлектрической проницаемости материала, отношения толщины диэлектрических слоев к периоду структуры и толщины поляризатора), которые обеспечивают величину относительной полосы частот по уровню коэффициента эллиптичности –3 дБ более 100%.

Ключевые слова: преобразователи поляризации, слоистые диэлектрики, периодические структуры

DOI: 10.31857/S0033849424070043, EDN: HZCXUG

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее простых конструкций поляризатора (преобразователя поляризации падающей волны) является пластина из материала в виде слоистой периодической диэлектрической среды и поэтому исследованию таких поляризаторов посвящено большое количество работ. Новый всплеск интереса к исследованию таких структур связан с их использованием не только в антенных решетках, но и в качестве внешних поляризаторов облучателей зеркальных и линзовых антенн [1–9]. В отличие от внутренних (волноводных) поляризаторов, использование внешних поляризаторов обеспечивает простую реализацию изменения вида поляризации путем поворота поляризатора вокруг оси облучателя.

Однако остаются открытыми вопросы об оптимальных параметрах таких поляризаторов и какую полосу рабочих частот они могут обеспечить. Цель данной статьи — исследовать и оптимизировать параметры этих поляризаторов.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАМЕДЛЕНИЯ СЛОИСТОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Рассмотрим распространение плоских электромагнитных волн в бесконечной слоистой

периодической диэлектрической структуре с периодом $d = a + b$, где a — толщина слоев диэлектрика, b — толщина слоев воздуха (рис. 1).

Предположим, что падающая плоская волна распространяется вдоль оси z с вектором электрического поля, расположенным под углом 45° к осям x и y . Разложим вектор падающей волны на две ортогональные компоненты: параллельную слоям \vec{E}_{\parallel} и перпендикулярную \vec{E}_{\perp} , и рассмотрим падение плоских волн с такими поляризациями по отдельности.

Для анализа дисперсионных характеристик коэффициентов замедления плоской волны используем два метода: численное решение дисперсионного уравнения для бесконечной слоистой периодической диэлектрической среды и метод конечных элементов (МКЭ) с опцией «eigenmode» в программной среде Ansys HFSS. Дисперсионные уравнения для волны, распространяющейся вдоль оси z с параллельной и перпендикулярной поляризациями, имеют вид [10] соответственно

$$\alpha_{1\parallel} \operatorname{tg} \left(\frac{a\alpha_{1\parallel}}{2} \right) + \alpha_{2\parallel} \operatorname{tg} \left(\frac{b\alpha_{2\parallel}}{2} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\alpha_{1\perp} \operatorname{tg} \left(\frac{a\alpha_{1\perp}}{2} \right) + \varepsilon\alpha_{2\perp} \operatorname{tg} \left(\frac{b\alpha_{2\perp}}{2} \right) = 0, \quad (2)$$

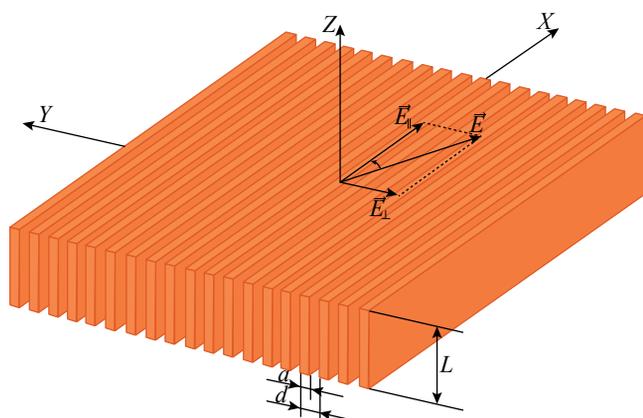


Рис. 1. Слоистая периодическая диэлектрическая структура.

где $\alpha_{1\parallel} = k\sqrt{\varepsilon - n_{\parallel}^2}$, $\alpha_{2\parallel} = k\sqrt{1 - n_{\parallel}^2}$, $\alpha_{1\perp} = k\sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^2}$, $\alpha_{2\perp} = k\sqrt{1 - n_{\perp}^2}$ (n_{\parallel} , n_{\perp} — коэффициенты замедления для параллельной и перпендикулярной поляризации соответственно, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны в вакууме, ε — диэлектрическая проницаемость).

Результаты расчета коэффициентов замедления волны с двумя ортогональными поляризациями в зависимости от частоты для среды с коэффициентом заполнения $c = a/d$ ($a = 2$, $d = 4$, здесь и далее все размеры в мм) и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2.6$ представлены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, зависимости коэффициентов замедления от частоты, вычисленные с использованием дисперсионных уравнений (1), (2) и МКЭ с опцией «эйген мод», совпадают с графической точностью.

Соответствующие частотные зависимости дифференциального сдвига фаз ($\Delta\phi/L$) при прохождении основных мод с ортогональными поляризациями через слой слоистого диэлектрика толщиной L (рис. 1) для разных диэлектрических проницаемостей и коэффициента заполнения $c = 0.5$, вычисленные с использованием дисперсионных уравнений (1), (2), представлены на рис. 3а, а при разных коэффициентах заполнения для $\varepsilon = 2.6$ — на рис. 3б.

Как видно из рис. 3а дифференциальный сдвиг фаз (ДФС) имеет максимум, причем значение соответствующей частоты f_m падает при увеличении диэлектрической проницаемости и коэффициента заполнения. При этом на высоких частотах величина ДФС приобретает осциллирующий характер, что связано с возбуждением высших мод (рис. 2).

Идеальная круговая поляризация прошедшей через поляризатор плоской волны, соответствующая величине коэффициента эллиптичности

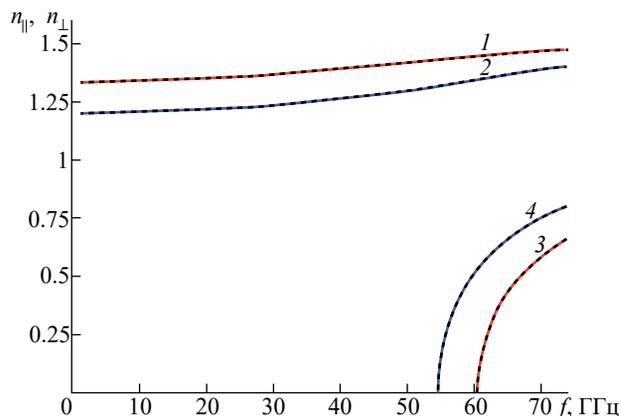


Рис. 2. Зависимости коэффициентов замедления от частоты: МКЭ — сплошные кривые, дисперсионные уравнения (штриховые кривые); параллельная поляризация (1, 3), перпендикулярная поляризация (2, 4).

(КЭ), равной 1, будет обеспечена при одинаковых амплитудах волн с ортогональными поляризациями и $\Delta\phi = 90^\circ$. Очевидно, что максимальную относительную полосу частот по заданному уровню величины КЭ поляризатор обеспечит при выборе толщины таким образом, чтобы последнее условие выполнялось вблизи частоты, соответствующей максимальному значению ДФС. При этом главным ограничивающим полосу частот фактором будут колебания величины ДФС, вызванные возбуждением высших мод. Иными словами, для реализации максимальной полосы частот необходимо максимизировать разность частот, на которых возбуждается первая высшая мода $f_{кр}$ и обеспечивается максимальная величина ДФС.

На рис. 4 приведены линии постоянного уровня величины $(f_{кр} - f_m)/f_m$ на плоскости переменных ε , c , рассчитанные с использованием дисперсионных уравнений (1), (2).

Как видно из рис. 4, при заданной величине диэлектрической проницаемости величина $(f_{кр} - f_m)/f_m$ имеет максимум при $0.72 < c < 0.8$, при этом чем больше диэлектрическая проницаемость, тем больше соответствующая величина c и уровень величины.

Вместе с тем полоса частот зависит также от кривизны частотной зависимости ДФС вблизи максимума, которая растет с увеличением диэлектрической проницаемости и коэффициента заполнения (рис. 3). Таким образом, должны существовать оптимальные значения этих величин, обеспечивающих максимум полосы частот поляризатора. При этом оптимальное значение величины c должно находиться в пределах $0.7 < c < 1$.

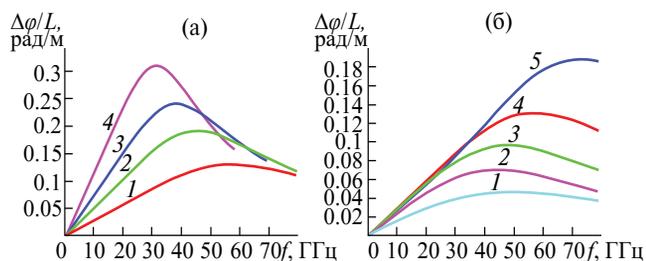


Рис. 3. Зависимости дифференциального сдвига фаз от частоты при разной диэлектрической проницаемости (а) для $c = 0.5$ и $\epsilon = 2.6$ (1); $\epsilon = 3.5$ (2), $\epsilon = 4.4$ (3); $\epsilon = 6$ (4), а также при разных коэффициентах заполнения (б) для $\epsilon = 2.6$ и $c = 0.875$ (1), $c = 0.75$ (2); $c = 0.625$ (3); $c = 0.5$ (4); $c = 0.375$ (5).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАТОРА В КАНАЛЕ ФЛОКЕ

Для нахождения оптимальных величин c и ϵ и сравнения результатов оптимизации с известными результатами рассмотрим прохождение плоской волны вдоль оси z с двумя ортогональными векторами, параллельными осям y и x , через канал Флоке (рис. 5).

На стенках канала Флоке в программной среде ANSYS HFSS зададим граничные условия «master slave», для расчета величины КЭ будем использовать известную формулу [11]

$$\text{КЭ} = 20 \lg \left(\frac{\sqrt{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2} + \sqrt{E_{\parallel}^4 + E_{\perp}^4 + 2E_{\parallel}^2 E_{\perp}^2 \cos(2\Delta\phi)}}{\sqrt{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2} - \sqrt{E_{\parallel}^4 + E_{\perp}^4 + 2E_{\parallel}^2 E_{\perp}^2 \cos(2\Delta\phi)}} \right). \quad (3)$$

В результате проведенных исследований были найдены оптимальные значения величин $\epsilon = 4.4$, $c = 0.76$, $L = 13.4$. Результаты расчета коэффициентов отражения (КО) волн с ортогональными

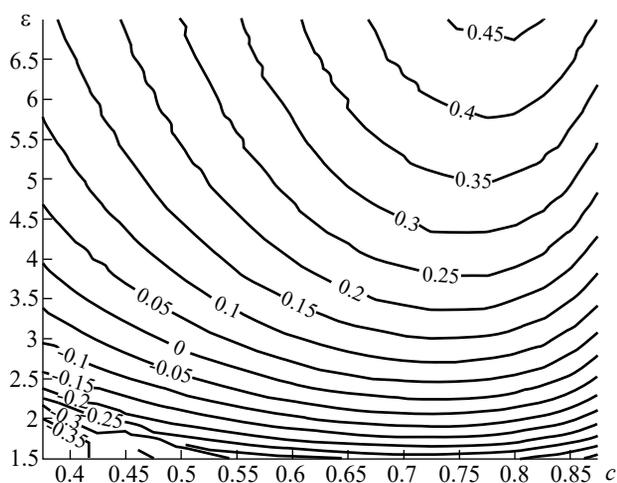


Рис. 4. Линии уровня величины $f_{\text{кр}} - f_m/f_m$.

поляризациями, отношения амплитуд этих волн и ДФС в зависимости от частоты для этих значений параметров и значений параметров из работ [5, 9], в которых получены максимальные значения относительной ширины полосы частот, приведены на рис. 6–8.

Как видно из рисунков, наибольшая величина КО получена в работе [5], наименьшая — в работе [9] (рис. 6), максимальное отклонение фазового сдвига от 90° также в работе [5], а минимальное — в данной работе (рис. 7), максимальное отклонение отношения амплитуд прошедших волн в заявленной полосе частот в работе [9], минимальное — в данной работе (рис. 8).

На рис. 9 приведены соответствующие зависимости КЭ от частоты, рассчитанные по формуле (3).

Как видно из рисунка, нижняя частота $f_{\text{н}}$, на которой КЭ = -3 дБ в работе [5] отсутствует, так как КЭ > 3 дБ на всех частотах, в работе [9] $f_{\text{н}} = 18$ ГГц, а в данной работе $f_{\text{н}} = 16.34$ ГГц. Верхняя частота диапазона $f_{\text{в}} = 34.63$ ГГц в работе [9], а в данной работе $f_{\text{в}} = 49.92$ ГГц. Таким образом, данные, полученные для поляризаторов в [5, 9], и наши

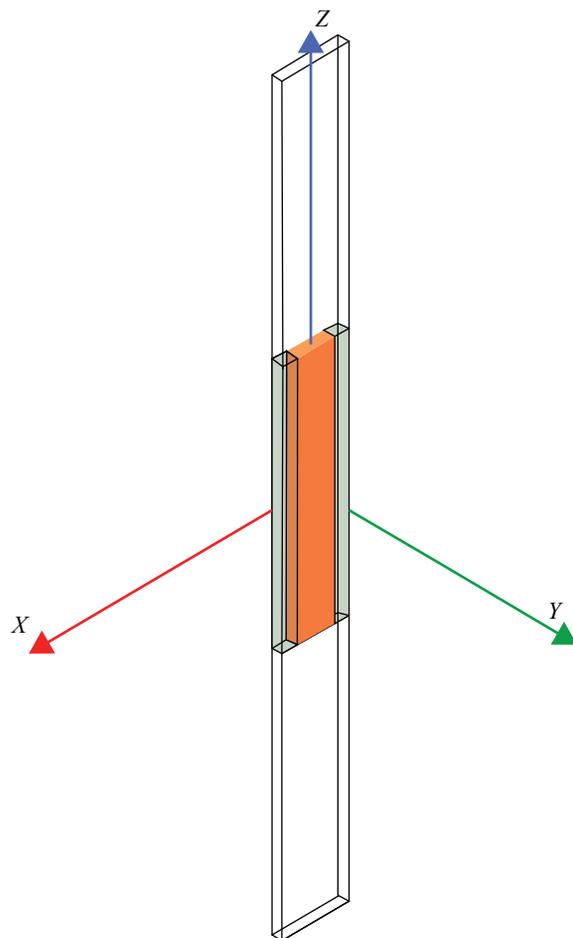


Рис. 5. Канал Флоке.

Таблица 1. Относительная полоса частот поляризаторов

ϵ	c	L , мм	f_H , ГГц	f_B , ГГц	$2\Delta f / (f_H + f_B)$	Литература
2.9	0.488	12	50	65	0.26	[1]
3	—	—	28.5	30.7	0.074	[2]
2.9	0.5	6.6	50	67	0.29	[3]
2.9	—	12.4	56	77	0.32	[4]
50	0.0568	2.45	3 (0)	11.5 (0)	1.17 (0)	[5]
2.3	—	—	140	200	0.35	[6]
10	—	5.5	21	27	0.25	[7]
3.1	—	—	24	34	0.35	[8]
2.66	0.563	23.5	18 (17.86)	40 (34.63)	0.76 (0.64)	[9]
4.4	0.76	13.4	16.34	49.92	1.01	Данная работа

Примечания. В скобках даны результаты наших расчетов для приведенных в работах [5] и [9] значений параметров. Ширина полосы 0 означает, что во всей полосе частот КЭ > 3дБ, а прочерк — отсутствие данной величины в цитированных работах.

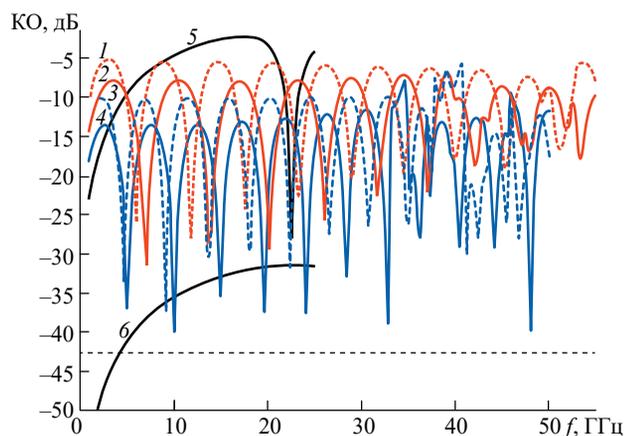


Рис. 6. Зависимости коэффициента отражения от частоты: $\epsilon = 4.4, c = 0.76$ (кривые 1, 2); $\epsilon = 2.66, c = 0.563$ [9] (3, 4); $\epsilon = 50, c = 0.0568$ [5] (5, 6); параллельная поляризация (штриховые), перпендикулярная поляризация (сплошные).

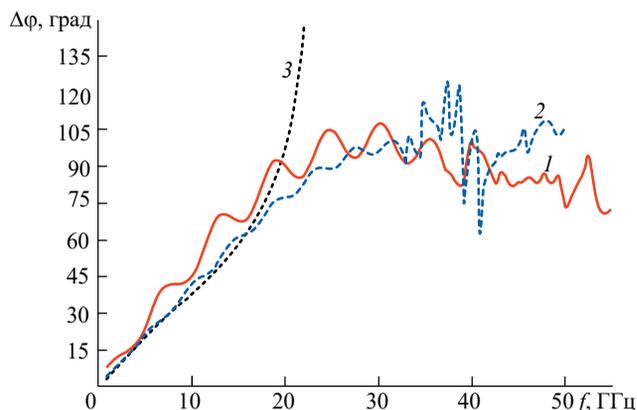


Рис. 7. Зависимость фазового сдвига от частоты: $\epsilon = 4.4, c = 0.76$ (1); $\epsilon = 2.66, c = 0.563$ [9] (2); $\epsilon = 50, c = 0.0568$ [5] (3).

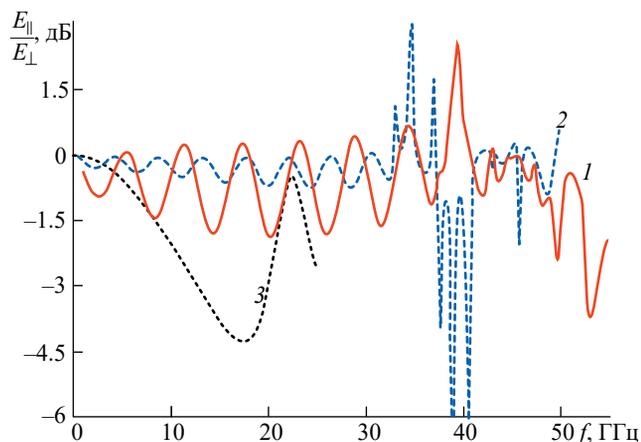


Рис. 8. Зависимость отношения амплитуд от частоты: $\epsilon = 4.4, c = 0.76$ (1); $\epsilon = 2.66, c = 0.563$ [9] (2); $\epsilon = 50, c = 0.0568$ [5] (3).

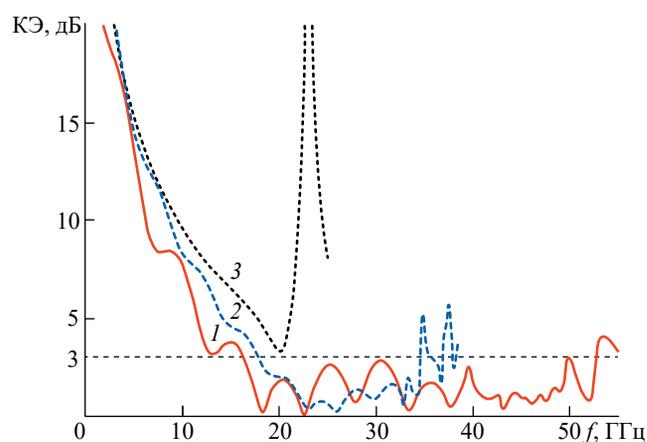


Рис. 9. Зависимости коэффициента эллиптичности от частоты: $\epsilon = 4.4, c = 0.76$ (1); $\epsilon = 2.66, c = 0.563$ [9] (2); $\epsilon = 50, c = 0.0568$ [5] (3).

результаты расчета КЭ для тех же параметров поляризатора, не совпадают.

Результаты расчета КЭ, полученные в данной работе и в цитированных, приведены в табл. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Проведенные в работе исследования и оптимизация параметров поляризатора в виде пластины из периодической слоистой диэлектрической среды (диэлектрик–воздух) показали, что при выборе диэлектрической проницаемости материала вблизи значения 4.4, а отношения толщины диэлектрического слоя к периоду вблизи 0.76 можно обеспечить относительную полосу частот поляризатора по уровню коэффициента эллиптичности –3 дБ более 100%.

Результаты расчетов коэффициента эллиптичности, полученные в данной работе для параметров, приведенных в работах [5, 9], в которых получены наилучшие результаты по относительной полосе частот поляризаторов, не совпали с указанными в этих работах результатами.

При найденных оптимальных значениях исследованной периодической слоистой диэлектрической среды возникает значительное отражение от поверхности поляризатора, что приводит к существенным потерям коэффициента прохождения, которые можно уменьшить, используя известные методы просветления диэлектриков.

В работе исследованы поляризаторы на основе частного случая периодической слоистой диэлектрической среды из двух диэлектриков, когда одним из них является воздух. Общий случай такой среды требует отдельного исследования.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН по темам FFWZ-2022-0003 и FFWZ-2022-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang K.X., Wong H.A. // 2017 IEEE Int. Workshop on Electromagnetics: Applications and Student Innovation Competition. London. 30 May — 01 Jun. N.Y.: IEEE, 2017. P. 138.
2. Lin C., Ge Y., Bird T. S., Liu K. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2018. V. 17. № 3. P. 480.
3. Wang X., Wong W. // IEEE Trans. 2018. V. AP-66. № 8. P. 4303.
4. Ding Ch., Luk K.-M. // IEEE Trans. 2019. V. AP-67. № 10. P. 6645.
5. Gao J., Zhang Y., Sun Y., Wu O. // Materials. 2019. V. 12. № 23. Article No. 3857. P. 1.
6. Campo M. A., Carluccio G., Blanco D. et al. // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 1. P. 43.
7. Ding Ch., Luk K.-M. // IEEE Trans. 2021. V. AP-69. № 12. P. 8494.
8. Ding Ch., Luk K.-M. // IEEE Trans. 2022. V. AP-70. № 4. P. 2450.
9. Ding Ch., Zhou Y., Luk K.-M. // 2022 IEEE MTT-S Intern. Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP). IEEE. 2022. P. 1.
10. Рытов С.М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 605. 11. Wang H.B., Cheng Y. J., Chen Z. N. // IEEE Trans. 2020. V. AP-68. № 2. P. 1186.
11. Joyal M.-A., Laurin J.-J. // IEEE Trans. 2012. V. AP-60. № 6. P. 3007.

ON THE FREQUENCY BAND OF POLARIZERS BASED ON LAYERED PERIODIC DIELECTRIC STRUCTURES

Bui Van Chung^a, V. A. Kaloshin^{b, *}, E. V. Frolova^b

^a*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Institutsky per., 9, Dolgoprudny, Moscow region, 141700 Russian Federation*

^b*Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,
Mokhovaya str., 11, build. 7, Moscow, 125007 Russian Federation*

**E-mail: vak@cplire.ru*

Received November 29, 2023, revised November 29, 2023, accepted January 11, 2024

By numerically solving the dispersion equations and performing numerical simulations using the finite element method with the “eigenmode” option and the Floquet channel in the ANSYS HFSS software environment, a study and optimization of the parameters of a polarizer based on a layered periodic dielectric medium (dielectric–air) were conducted. The optimal values of parameters (the dielectric permittivity of the material, the ratio of the dielectric layer thickness to the structure period, and the thickness of the polarizer) were found, ensuring a relative bandwidth with an ellipticity coefficient of -3 dB exceeding 100%.

Keywords: polarizers, layered dielectrics, periodic structures

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874; 537.624

ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОСВЯЗАННЫХ МАГНИТОУПРУГИХ МОД
В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-ДИЭЛЕКТРИК

© 2024 г. В. Н. Шапоров^{а,*}, В. Г. Шавров^б, В. И. Щеглов^б

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

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

*E-mail: shaporov@mail.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 15.06.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Исследованы магнитоупругие взаимодействия в области ферромагнитного резонанса (ФМР) в тонкой ферритовой пленке на сравнительно толстой диэлектрической упругой подложке при возбуждении магнитной пленки переменным магнитным полем. Построены зависимости периода упруго связанных резонансных линий на амплитудно-частотном спектре ФМР от параметров упругого затухания, магнитоупругой связи, модуля упругости и плотности материала в линейном и нелинейном режимах. Выявлено наличие сильной пороговой нелинейной зависимости амплитуды резонансных линий от параметра упругого затухания.

Ключевые слова: ферритовая пленка, ферромагнитный резонанс, магнитоупругое взаимодействие, магнитоупругая связь, параметр магнитоупругого затухания, резонансносвязанные упругие моды, нелинейный режим

DOI: 10.31857/S0033849424070058, EDN: NYZMEI

ВВЕДЕНИЕ

Железо-иттриевый феррит-гранат (ЖИГ) выделяется среди ферромагнитных материалов высокой магнитной восприимчивостью, очень узкой по сравнению с другими ферритами линией ферромагнитного резонанса (ФМР) и малым значением параметра упругого затухания звука [1]. Благодаря этим свойствам ЖИГ широко применяется в различных устройствах обработки данных в диапазонах средних и высоких частот [2, 3], таких как фильтры, фазовращатели, линии задержки сигнала, вентили и др. [4, 5]. В настоящее время ЖИГ находят все большее применение в устройствах на тонких эпитаксиальных пленках [6, 7], а также в исследованиях по сверхбыстрой оптике [9–11]. В указанных применениях пленки ЖИГ в большинстве случаев изготавливаются методами жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), поскольку они имеют низкое значение параметра упругого затухания, близкое к значению у ЖИГ. Влияние упругих свойств подложки на ФМР ЖИГ было показано в ряде работ [12–14]. Похожее взаимодействие объемных магнитоэластических волн, предположительно с упругими волнами, наблюдалось в работах [15–17], а похожие эффекты с поверхностными магнитоэластическими волнами в структуре “пленка-подложка”,

распространяющимися вдоль плоскости подложки, наблюдались в работе [18].

В перечисленных работах было отмечено соответствие частотного интервала между осцилляциями резонансным частотам упругих колебаний подложки. Теоретическая интерпретация этих явлений была дана в работах [12–14] с помощью модели связанных осцилляторов, а также в [19] в модели нелинейной прецессии намагниченности, связанной с поперечными компонентами упругих колебаний по толщине подложки, в которой показано, что на амплитудно-частотный спектр ФМР накладываются эквидистантные линии стоячих упругих колебаний с модами порядка нескольких сотен, возбуждаемых по толщине подложки. В работах [20, 21] наблюдаемые в эксперименте резонансы объясняются квантовыми эффектами, а именно взаимодействием бозе-эйнштейновского конденсата с упругими резонансными модами, однако приводимые уравнения без вывода из основных уравнений движения намагниченности и упругого смещения выглядят несколько искусственно.

В данной работе исследованы некоторые характеристики упруго связанных резонансов, возникающих в двухслойной структуре на амплитудно-частотной характеристике ФМР пленки в линейном и нелинейном режимах.

1. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ

Схема расположения пленки на подложке, а также ориентация кристаллографических осей кубической ячейки пленки и приложенных магнитных полей, подобная использовавшейся в работе [19], показана на рис. 1.

Основу данной геометрии составляет структура, которая состоит из пленки толщиной d_0 и подложки толщиной d_s . Их суммарная толщина равна d , выполняется условие $d_0 \ll d_s$. Пленка имеет магнитные, упругие и магнитоупругие свойства, а подложка является немагнитной, упругие и кристаллографические свойства которой близки по значению к соответствующим значениям пленки, и поэтому в расчетах считаются одинаковыми. Вся структура имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено перпендикулярно плоскости пленки, а переменное магнитное поле \vec{h} лежит в ее плоскости. Плоскость Oxy декартовой системы

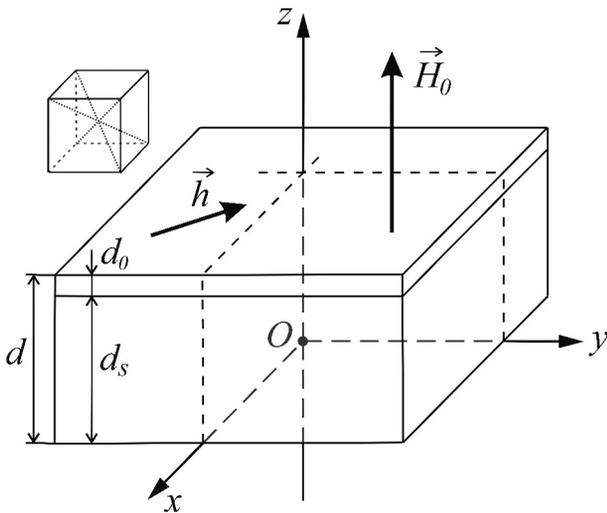


Рис. 1. Геометрия задачи. Двухслойная структура состоит из ферритовой пленки (верхний слой) и немагнитной подложки (нижний слой), на вставке – схема кубической кристаллографической ячейки.

координат совпадает с плоскостью пластины, а оси координат параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр O системы координат лежит на нижней плоскости структуры.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений колебаний для проекций намагниченности аналогичны уравнениям, полученным в работе [19]. Приведем эту систему уравнений:

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

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

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

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

$$H_{ex} = h_x - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_x m_z^2 P, \quad (4)$$

$$H_{ey} = h_y - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} m_y m_z^2 P, \quad (5)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z - \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}} (m_x^2 + m_y^2) m_z P, \quad (6)$$

где B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия, поле $h_{x,y}$ имеет гармоническую зависимость от времени вида

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

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

где $h_{0x,0y}$ – постоянные.

В выражениях (4)–(6) параметр P имеет вид

$$P(k, z, d) = \sqrt{\left(\frac{ac - bd}{c^2 + d^2} \right)^2 + \left(\frac{ad + bc}{c^2 + d^2} \right)^2}, \quad (9)$$

где

$$a = \cos(\eta z) \operatorname{ch}(\xi z), \quad (10)$$

$$b = \sin(\eta z) \operatorname{sh}(\xi z), \quad (11)$$

$$c = \sin(\eta d) \operatorname{ch}(\xi d), \quad (12)$$

$$d = \cos(\eta d) \operatorname{sh}(\xi d). \quad (13)$$

Здесь η и ξ – действительная и мнимая части волнового числа:

$$k = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - i \frac{2\beta}{\omega}}, \quad (14)$$

где скорость упругой волны равна

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

где β — параметр упругого затухания, c_{44} — компонента модуля упругости, ρ — плотность материала пластины. Представляя k в виде суммы действительной и мнимой частей

$$k = \eta - i\xi, \quad (16)$$

получаем

$$\eta = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}, \quad (17)$$

$$\xi = \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta^2}{\omega^2}} \right)}. \quad (18)$$

В данной работе систему решали численно методом Дормана—Принса 8-го порядка с контролем

точности. В результате получена картина развития колебаний во времени. Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) рассчитывали только для установившегося режима колебаний, что соответствовало последней четверти всего рассматриваемого временного интервала колебаний. В расчетах общий интервал времени, в течение которого рассматривался процесс, составлял 0.3 мкс, а амплитуду находили как максимальное по модулю значение отклонения магнитного момента от оси Ox , начиная с момента времени 0.225 мкс. Для получения АЧХ магнитных и упругих колебаний в установившемся режиме осуществляли серию таких расчетов в диапазоне частот 4.86...5.02 ГГц с шагом до 1 кГц.

3. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Магнитоупругое взаимодействие существенно изменяет форму АЧХ магнитных колебаний пленки, особенно сильно проявляясь в области ферромагнитного резонанса. Авторы исследовали зависимость амплитуды отклика намагниченности от упругого затухания β , магнитоупругого взаимодействия B_2 , модуля

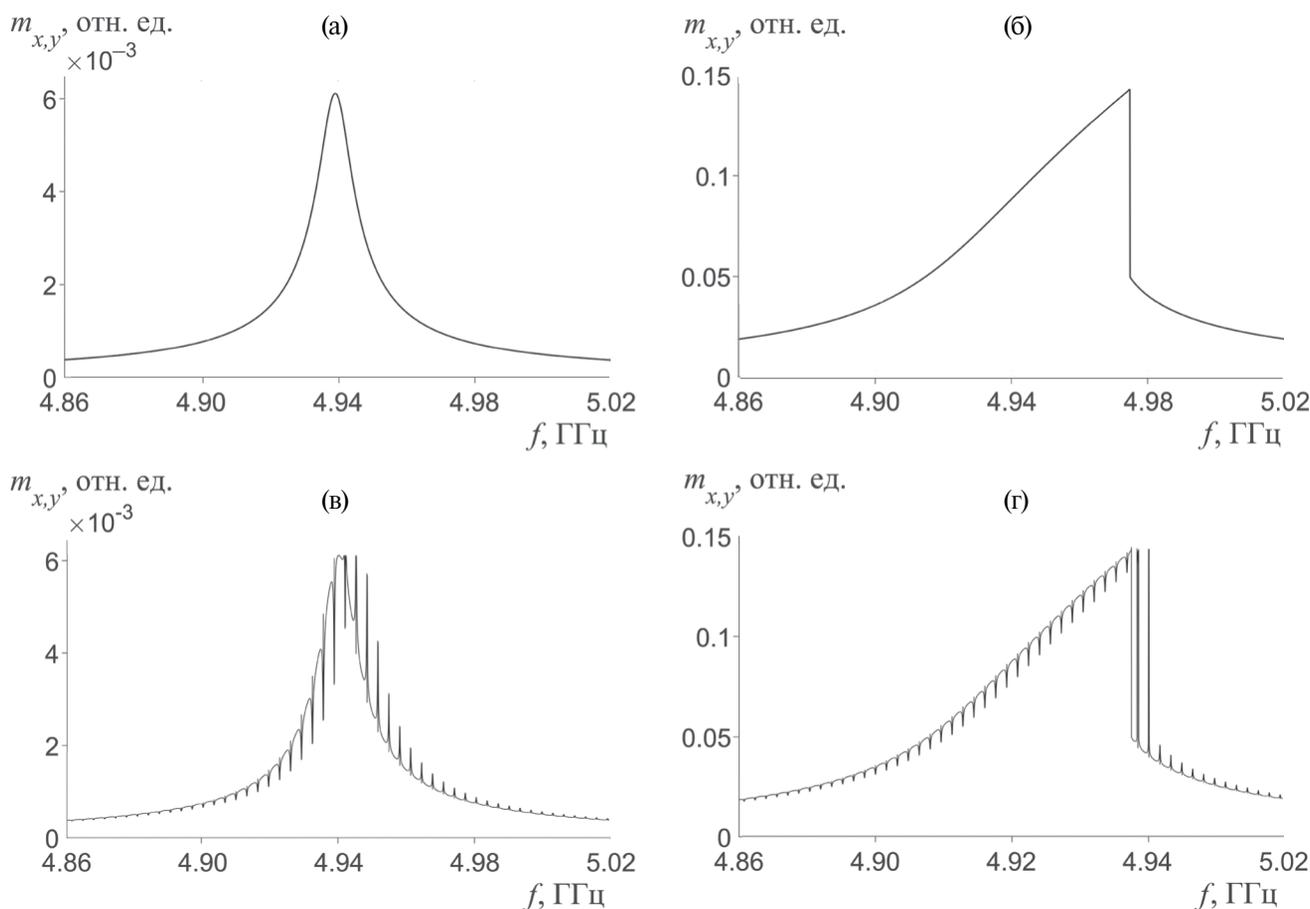


Рис. 2. Резонансные кривые по частоте при низком $h_0 = 0.01$ Э (а, в) и высоком $h_0 = 0.5$ Э (б, г) уровнях возбуждения и различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия: $B_2 = 0$ (а, б); $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см^{-3} (в, г).

упругости c_{44} и плотности материала ρ в области ФМР. Для расчета использовали пленку ЖИГ со следующими значениями параметров: намагниченность насыщения $4\pi M_n = 1720$ Гс, константа упругости $c_{44} = 7.64 \times 10^{11}$ эрг см $^{-3}$, константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = 6.96 \times 10^6$ эрг см $^{-3}$, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.001$. Значения скорости звука и толщины слоев принимали такими же, как в [12], а скорость упругой волны $v = 3.53 \times 10^5$ см с $^{-1}$. Постоянное поле $H_0 = 3453$ Э. Толщина пленки ЖИГ принимали равной $d_0 = 0.2$ мкм, а толщина всей двухслойной структуры $d = 500$ мкм. Координату z находили аналогично [19] — вблизи поверхности структуры противоположной поверхности пленки. Для выбранной геометрии это была координата $z = d_0$.

На рис. 2 показаны амплитудно-частотные характеристики ФМР с магнитоупругими резонансами по частоте при низком ($h_0 = 0.01$ Э) и высоком ($h_0 = 0.5$ Э) уровнях возбуждения. Низкий уровень возбуждения соответствует линейному резонансу, высокий — нелинейному, о чем свидетельствует

форма ФМР в виде скошенного треугольника. Рассмотрены случаи, когда магнитоупругая связь отсутствует ($B_2 = 0$ — пленка не обладает магнитоупругими свойствами) и когда магнитоупругая связь есть ($B_2 \neq 0$). Во втором случае видно, что на ФМР, как линейный, так и нелинейный, накладывается эквидистантная сетка резонансных линий. Толщина двухслойной структуры $d = 500$ мкм, толщина пленки $d_0 = 0.2$ мкм.

Аналогичные резонансные линии были показаны в работе [19] и наблюдались в экспериментах, результаты которых приведены в работах [12, 22]. Эти линии соответствуют собственным частотам f_n акустических волн, где n — число длин волн, укладывающихся по толщине структуры на частоте f_n . При выбранной геометрии частотная периодичность этих линий определяется скоростью v поперечного звука в структуре и ее толщиной d . Для собственных частот структуры разность частот Δf двух соседних мод f_n и f_{n+1} равна собственной частоте колебаний структуры:

$$\Delta f = f_{n+1} - f_n = (n+1)f_0 - nf_0 = f_0,$$

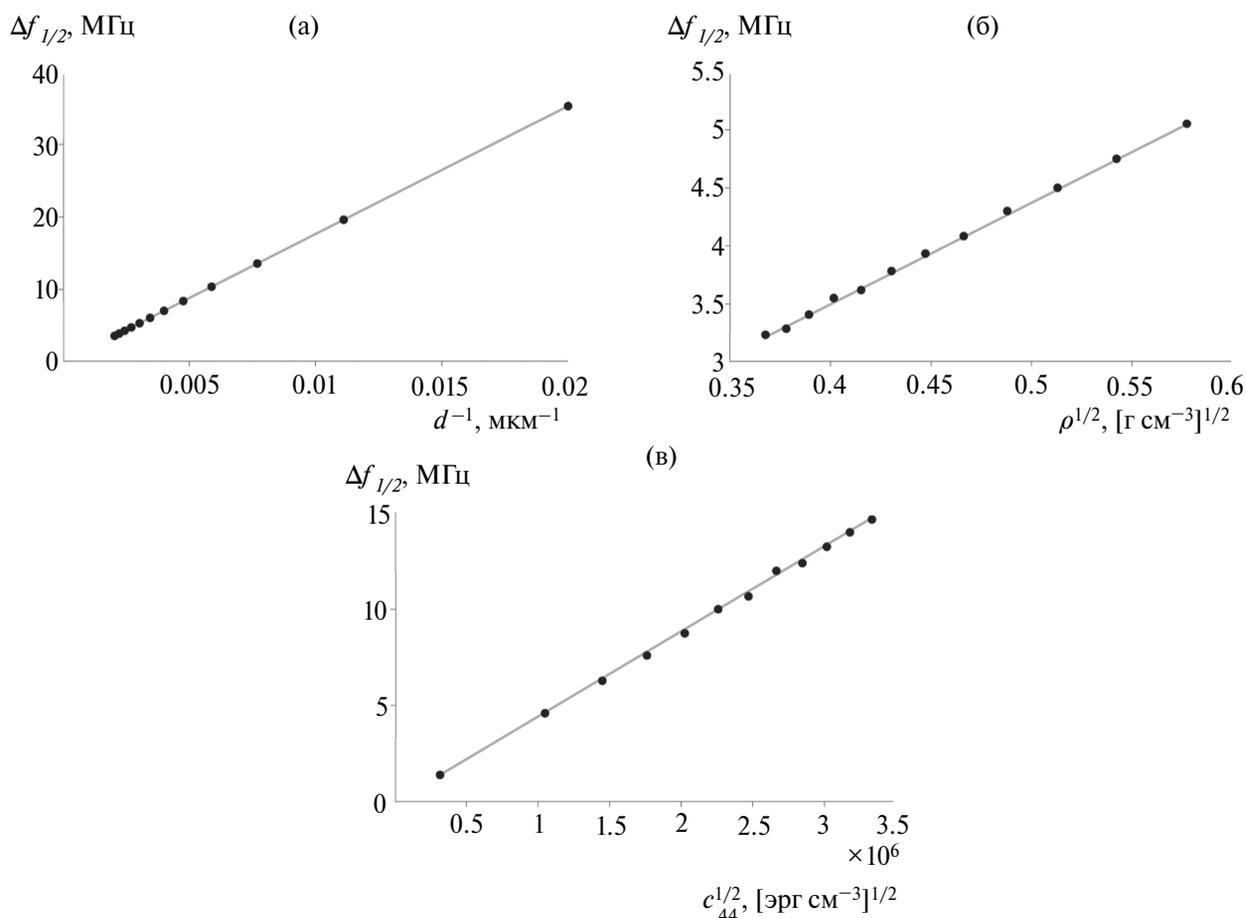


Рис. 3. Зависимость расстояния между соседними резонансными линиями: от толщины структуры d (а), от плотности подложки ρ (б), от константы магнитоупругости c_{44} (в); сплошная линия — значения, рассчитанные по формуле (19), точки — измеренные расстояния по частоте между двумя соседними резонансными линиями.

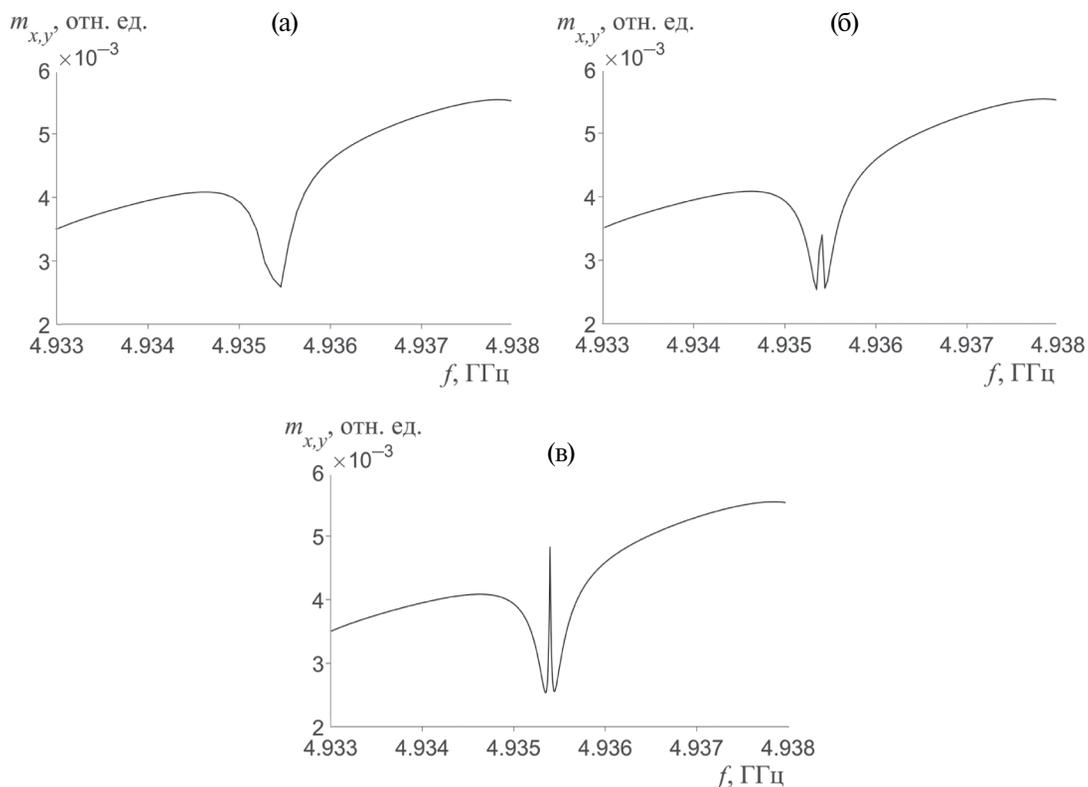


Рис. 4. Форма резонансной линии, соответствующей одному упругому резонансу слева от максимума АЧХ магнитоупругого ФМР в линейном режиме при $h_0 = 0.01 \text{ Э}$, расчет с шагом 100 (а), 30 (б) и 3 кГц (в).

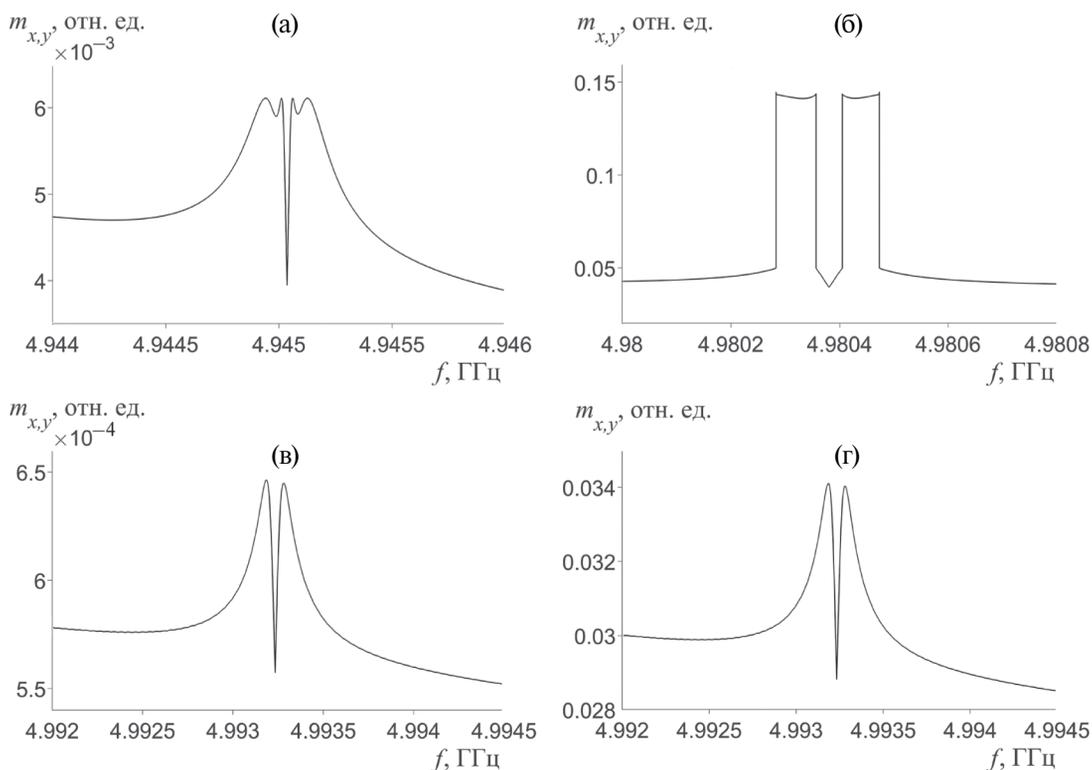


Рис. 5. Форма резонансной линии, соответствующей одному упругому резонансу справа от максимума АЧХ магнитоупругого ФМР в линейном режиме при $h_0 = 0.01 \text{ Э}$ (а, в) и нелинейном при $h_0 = 0.5 \text{ Э}$ (б, г), вблизи максимума (а, б) и вдали от максимума (в, г).

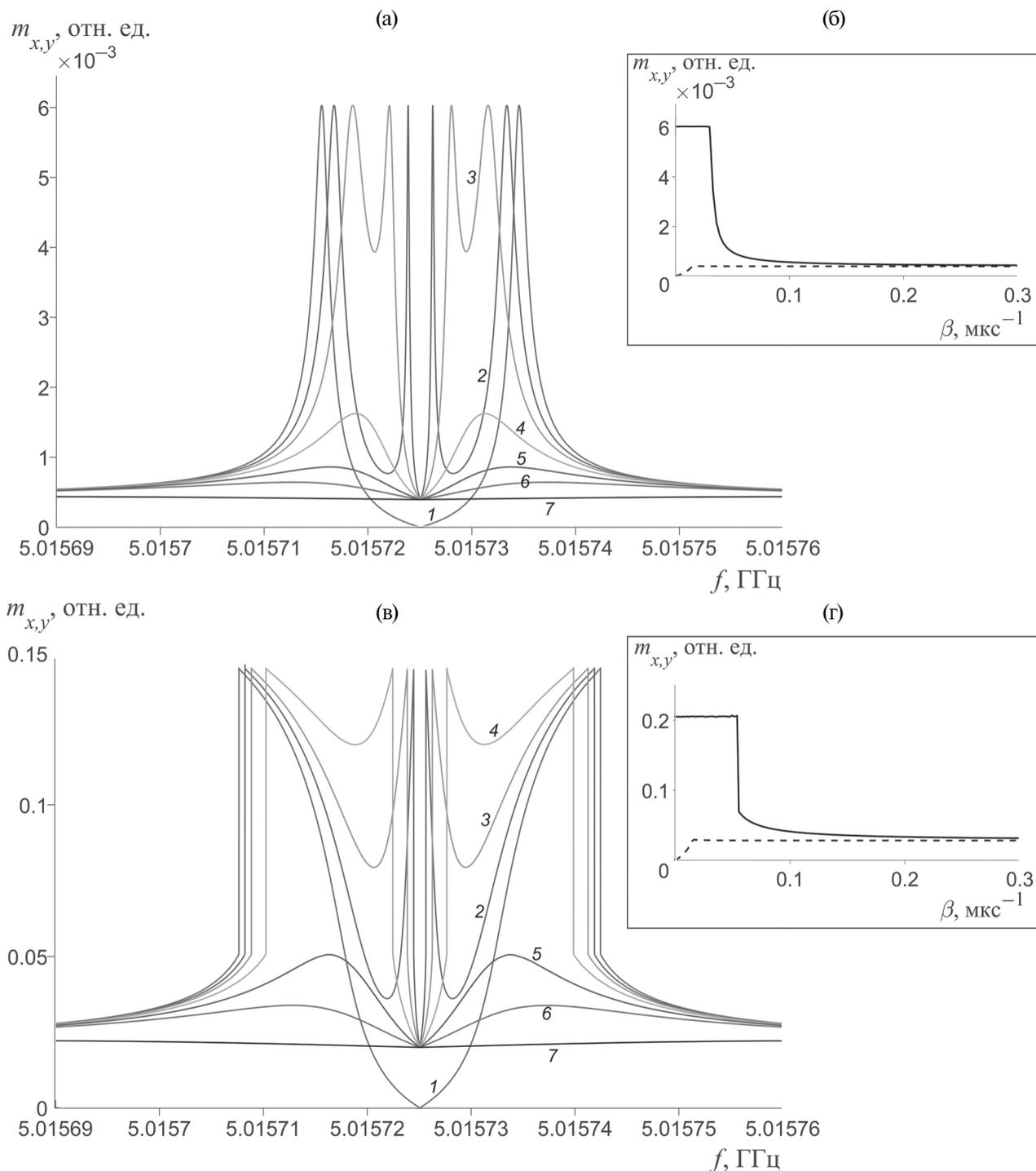


Рис. 6. Формы АЧХ упруго связанной резонансной линии справа от максимума ФМР при $\beta = 0$ (1), 0.027 (2), 0.039 (3), 0.055 (4), 0.077 (5), 0.108 (6) и 0.3 мкс^{-1} (7); на вставках — зависимость максимального (сплошная линия) и минимального (пунктирная) значений амплитуды $m_{x,y}$ от β в линейном режиме ($h_0 = 0.01$ Э) (а, б) и нелинейном ($h_0 = 0.5$ Э) (в, г).

где $f_0 = v / d$ — собственная частота колебаний структуры. Соответственно, разница частот двух соседних половин мод равна $\Delta f_{1/2} = f_0 / 2 = v / 2d$. С учетом (15) получим

$$\Delta f_{1/2} = \frac{1}{2} \sqrt{c_{44} / \rho} d^{-1}. \quad (19)$$

Таким образом, разница между двумя резонансными линиями обратно пропорциональна толщине

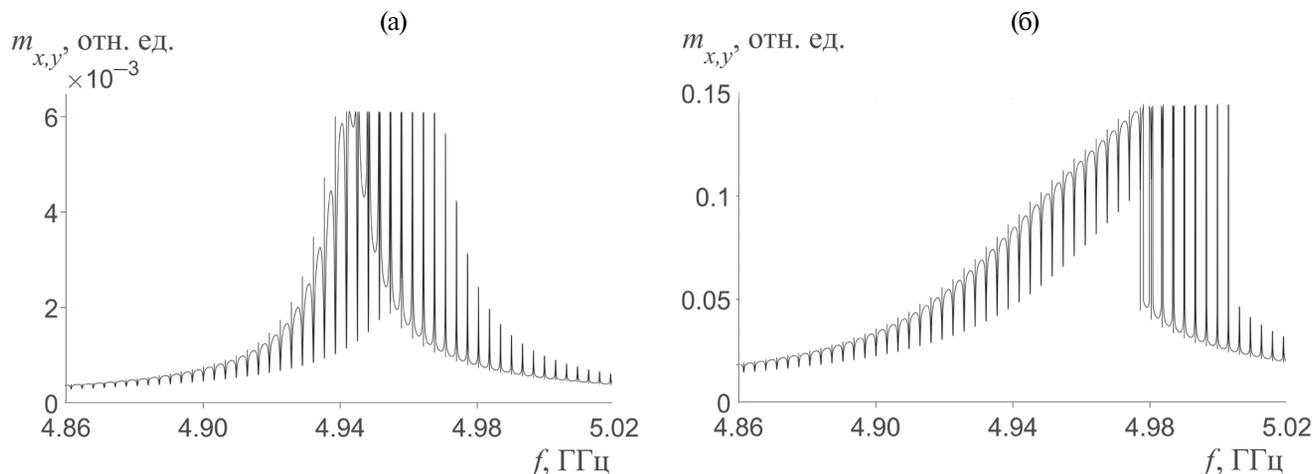


Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика магнитоупругого резонанса при $B_2 = 13.9 \times 10^6$ эрг см^{-3} в линейном режиме ($h_0 = 0.01$ Э) (а) и нелинейном ($h_0 = 0.5$ Э) (б).

структуры и квадратному корню от плотности материала, а также прямо пропорциональна квадратному корню от константы упругости c_{44} . На рис. 3 сплошными линиями показаны графики, рассчитанные по формуле (19), а также зависимости расстояния между резонансными линиями, полученными при решении системы (1)–(18) при различных значениях d , c_{44} и ρ . Во всех случаях измеренные разности частот между соседними полумодами хорошо совпадают с соотношением (19). Это соответствует тому, что наблюдаемые резонансные линии на АЧХ вблизи ФМР являются резонансно-связанными с колебаниями намагнитченности упругими модами n -го порядка.

На рис. 4 представлены формы резонансной линии при различных шагах расчета, хорошо согласующиеся с данными работы [12, рис. 1]. При малом шаге видно, что резонансные линии расщепляются (рис. 4в). При недостаточно малом шаге и в силу очень малой ширины линий это расщепление может иметь вид, показанный на рис. 4а, 4б. Расстояние между двумя линиями, которое соответствует соседним полумодам, равно 3.5 МГц, что в точности совпадает с данными работы [23, рис. 4], где указано расстояние между двумя соседними резонансными модами, равное 7 МГц.

На рис. 5 представлены формы проекций намагнитченности на ось Ox справа от максимума ФМР, где упруго связанные резонансные линии намагнитченности направлены вверх. Слева от максимума ФМР эти линии направлены вниз (рис. 4), в виде антирезонанса. Предположительно это связано с тем, что в уравнениях (4)–(6) параметр P для упрощения системы подставляется в виде модуля его комплексного выражения. Вблизи максимума ФМР линии имеют дополнительное небольшое расщепление в максимуме (рис. 5а), а в нелинейном режиме упруго связанный резонанс имеет резкий, пороговый характер (рис. 5б).

Параметрами, существенно влияющим на амплитуду упруго связанных резонансных линий, является параметр упругого затухания β и параметр магнитоупругой связи B_2 . Характер их влияния был также рассчитан на основе полученных уравнений. Так, на рис. 6 показаны резонансные линии при различных значениях β вблизи ФМР на частоте, соответствующей одной из собственных упругих мод структуры.

Изменение амплитуды резонансной линии имеет особенность — ниже некоторого значения параметра β амплитуда резко возрастает, а в нелинейном режиме изменение амплитуды носит скачкообразный, пороговый характер. При $\beta > 10^6 \text{ с}^{-1}$ (или $\beta > 1 \text{ мкс}^{-1}$) упругие потери становятся столь значительными, что резонансные линии практически исчезают. Поэтому для наблюдения эффекта следует выбирать материалы с малыми упругими потерями, однако следует учитывать сильную нелинейную пороговую зависимость амплитуды от параметра β .

Влияние параметра магнитоупругого взаимодействия показано на рис. 7, 8.

На рис. 7 показана АЧХ при удвоенном значении параметра B_2 по сравнению со значением, при котором рассчитаны АЧХ на рис. 2. Можно заметить, что в нелинейном режиме, кроме увеличения амплитуды резонансно-связанных линий, увеличивается также значение частоты срыва колебаний (рис. 7б). На рис. 8 показан вид одной резонансно-связанной линии при различных значениях параметра магнитоупругой связи B_2 слева от центра ФМР в линейном (рис. 8а, 8в) и нелинейном (рис. 8б, 8г) режимах. На рис. 8в, 8г эта кривая резонанса показана вблизи его центра. При усилении магнитоупругой связи увеличивается амплитуда резонансных линий, но уменьшается их ширина, поскольку увеличивается добротность

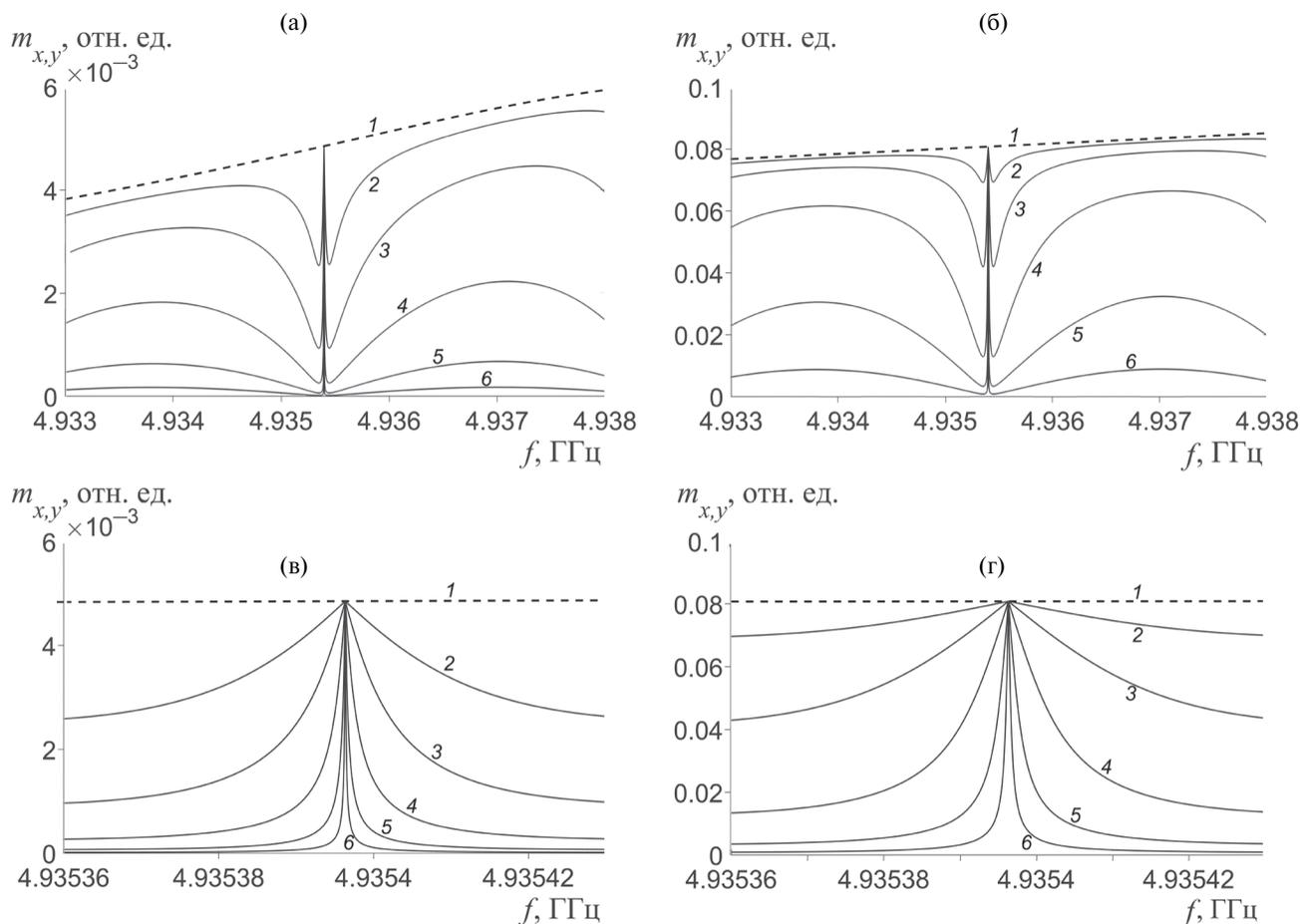


Рис. 8. Общий вид резонансной линии (а, б) и форма резонансной линии слева от максимума ФМР вблизи ее центра (в, г) в линейном режиме при $h_0 = 0.01$ Э (а, в) и нелинейном при $h_0 = 0.5$ Э (б, г) при различных значениях параметра магнитоупругой связи: $B_2 = 0$ (1), 6.96×10^6 (2), 13.9×10^6 (3), 27.84×10^6 (4), 55.68×10^6 (5), 111.36×10^6 эрг см^{-3} (6).

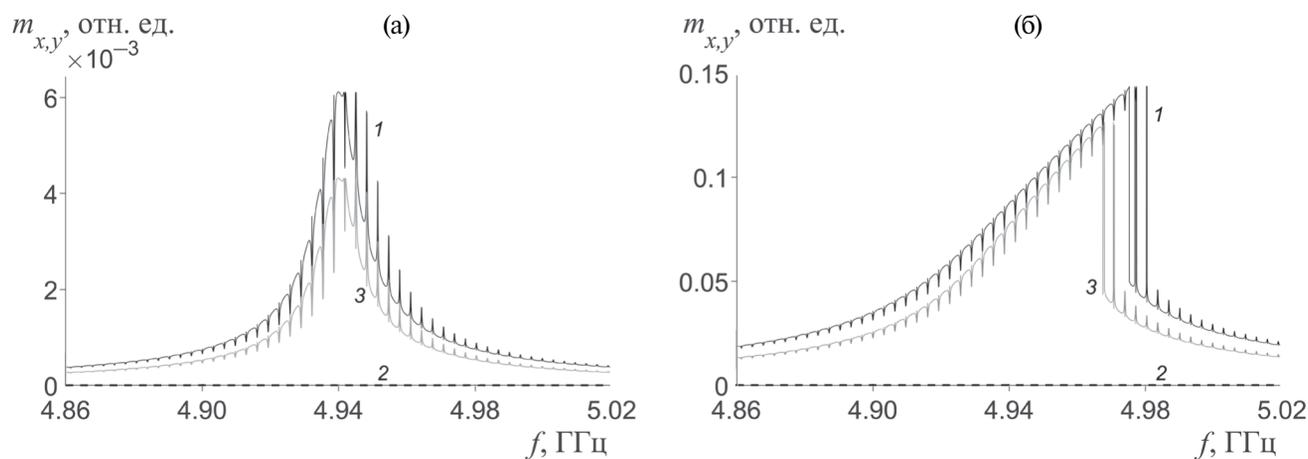


Рис. 9. Вид АЧХ при правой (кривая 1), левой (2) и линейной поляризациях (3): (а) — линейный режим при $h_0 = 0.01$ Э, (б) — нелинейный режим при $h_0 = 0.5$ Э.

упруго связанной резонансной системы, хотя данный факт не является очевидным.

На прецессию магнитных моментов также большое влияние оказывает поляризация возбуждающего магнитного поля, поэтому она должна оказывать влияние и на магнитоупругие эффекты. На рис. 9 показаны рассчитанные по (19) формы резонансных линий при левой, правой и линейной поляризациях переменного магнитного поля для линейного (рис. 9а) и нелинейного (рис. 9б) режимов резонанса.

Правая круговая поляризация (кривая 1) приводит к рассмотренным выше АЧХ, а левая (кривая 2) не связана с ФМР, поскольку вращение возбуждающего магнитного поля происходит против направления прецессии намагниченности. Линейная поляризация (кривая 3) при прочих равных условиях возбуждения приводит к таким же АЧХ, как и правая круговая, но с несколько меньшей амплитудой ФМР, поскольку среднее значение тангенциальной составляющей переменного поля, действующего на прецессирующий по кругу магнитный момент, у линейно-поляризованного поля меньше, чем у поля, имеющего круговую поляризацию, а в случае нелинейного режима уменьшается также и значение частоты срыва амплитуды отклика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модели, полученной в работе [19], были произведены расчеты и показаны особенности резонансных линий, возникающих на АЧХ ФМР в двухслойной структуре ферромагнетик-диэлектрик, состоящей из ЖИГ толщиной в 0,2 мкм и ГГГ толщиной в 500 мкм. Показано, что резонансные линии являются линиями собственных упругих мод высокого порядка, возникающих в толще структуры. Данная модель хорошо подходит для случая малости толщины пленки по сравнению с толщиной подложки, поскольку рассматривает возбуждение упругих колебаний как задачу о распространении периодического граничного режима. Модель состоит из пяти уравнений первого порядка — для трех компонент намагниченности и двух компонент упругого смещения. Решение полученной системы производилось методом Дормана–Принса 8-го порядка с последующим выделением стационарной амплитуды, что позволило исследовать зависимости упругосвязанных резонансных линий от вариаций различных параметров системы. Полученные зависимости состояний между соседними пиками резонансных линий от параметров с выражением для собственных поперечных акустических частот по толщине пленки имели совпадения. На их основе было показано, что резонансные линии являются наложением упругих поперечных колебаний структуры на собственных резонансных модах n -го порядка на

колебания намагниченности в области ФМР. Линии имеют расщепление, что согласуется с экспериментом, однако требуются дополнительные исследования, чтобы дать более полную физическую интерпретацию.

Построенные АЧХ для резонансных линий при различных значениях параметров магнитоупругой связи B_2 и упругого затухания β дают понимание степени влияния этих параметров на амплитуду и форму упруго связанных резонансных мод. С увеличением магнитоупругой связи увеличивается амплитуда упруго связанных резонансных линий, и при этом уменьшается их ширина, т.е. растет добротность упруго связанной системы, хотя на первый взгляд, чем больше связь упругой системы с магнитной, тем сильнее магнитная нагружает упругую, и, следовательно, добротность при увеличении B_2 должна падать. Данный вопрос остается открытым для дальнейших исследований. Параметр упругого затухания имеет интересную зависимость: существует его некоторое пороговое значение, ниже которого амплитуда упруго связанных резонансных линий резко возрастает. Эту пороговую нелинейность, если в дальнейших исследованиях она будет найдена, следует учитывать при выборе материалов с малым значением этого параметра.

Рассмотрено также влияние поляризации возбуждающего переменного поля на АЧХ отклика. При круговой поляризации переменного магнитного поля к резонансному отклику намагниченности приводит только правая поляризация. Линейная поляризация при прочих равных условиях возбуждения приводит к таким же АЧХ, как и правая круговая, но с несколько меньшей амплитудой ФМР, а в случае нелинейного режима, помимо амплитуды, уменьшается еще и граница частоты срыва амплитуды отклика.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность В. С. Власову за ценные замечания, обсуждения и помощь при выполнении работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Штраусс В.* // Физическая акустика. Т. 4Б. Применение физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела / Под ред. У. П. Мэзона. М.: Мир, 1970. С. 247.
2. *Адам Дж.Д.* // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 73.

3. Исхак В.С. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 86.
4. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G. F. et al. // IEEE Trans. 2002. V. MTT-50. № 3. P. 721.
5. Шавров В.Г., Шеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
6. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. // Микроэлектроника. 1977. Т. 6. № 6. С. 549.
7. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264002(16).
8. Ле-Кроу Р., Комсток Р. // Физическая акустика. Т. 3Б. Динамика решетки / Под ред. У. П. Мэзона. М.: Мир, 1968. С. 156.
9. Калашникова А.М., Кимель А.В., Писарев Р.В. // Успехи физ. наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1064.
10. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J. et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V.10. № 3. P. 034068(8).
11. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. // Акустич. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22.
12. An K., Litvinenko A.N., Kohno R. et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. № 6. P. 060407(6).
13. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю. и др. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 7. С. 1124.
14. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю. и др. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 2. С. 307.
15. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 39. № 9. С. 500.
16. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307.
17. Андреев А.С., Зильберман П.Е., Кравченко В.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 2. С. 90.
18. Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Высоцкий С.Л. и др. // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 7. С. 1060.
19. Ветошко П.М., Власов В.С., Шавров В.Г., Шеглов В.И. // РЭ. 2023. Т. 68. № 2. С. 157.
20. Кузмичев А.Н., Ветошко П.М., Князев Г.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. № 11. С. 749.
21. Knyazev G.A., Kuzmichev A.N., Petrov P.E. et al. // arXiv:2301.10725v1 [cond-mat.mes-hall]. 24 Jan 2023.
22. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Шеглов В.И. // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863.
23. Litvinenko A., Khyryn R., Tyberkevych V. et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. № 3. P. 034057.

RESONANCE RELATED MAGNETOELASTIC MODS IN THE STRUCTURE OF FERROMAGNET-DIELECTRIC

V. N. Shaporov^{a,*}, V. G. Shavrov^b, V. I. Shcheglov^b

^aSyktvykar State University named after P. Sorokin,
Oktjabrsky Prospekt, 55, Syktvykar, 167001 Russian Federation

^bKotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
Mokhovaya str. 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation

*E-mail: shaporov@mail.ru

Received June 15, 2023; revised June 15, 2023; accepted July 28, 2023

Magnetoelastic interactions in the region of ferromagnetic resonance (FMR) in a thin ferrite film on a relatively thick dielectric elastic substrate excited by a magnetic film with a variable magnetic field are investigated. Dependencies of the period of elastically coupled resonance lines on the amplitude-frequency spectrum of FMR are constructed as functions of elastic damping parameters, magnetoelastic coupling, modulus of elasticity, and material density in linear and nonlinear regimes. The presence of a strong threshold nonlinear dependence of the resonance line amplitude on the elastic damping parameter is revealed.

Keywords: ferrite film, ferromagnetic resonance, magnetoelastic interaction, magnetoelastic coupling, magnetoelastic attenuation parameter, resonantly coupled elastic modes, nonlinear regime

УДК 621.385.632

РАЗРАБОТКА ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ W-ДИАПАЗОНА С ЛЕНТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ И ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА СДВОЕННАЯ ГРЕБЕНКА

© 2024 г. В. Н. Титов^{a, b}, И. А. Чистяков^{a, c}, И. А. Навроцкий^{a, c}, Д. Н. Золотых^{a, c}, Р. А. Торгашов^{a, b, *}, О. Р. Абрамов^b, Е. В. Горшкова^c, В. В. Емельянов^{a, c}, Н. М. Рыскин^{a, b}

^aСаратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация

^bСаратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

^cАО «НПП «Алмаз»,
ул. Панфилова, 1, Саратов, 410033 Российская Федерация

*E-mail: torgashovra@gmail.com

Поступила в редакцию 21.10.2023 г.

После доработки 21.10.2023 г.

Принята к публикации 27.02.2024 г.

Приведены результаты разработки лампы бегущей волны *O*-типа *W*-диапазона с ленточным электронным пучком. Разработана и оптимизирована конструкция замедляющей системы в виде сдвоенной гребенки с широкополосными согласующими устройствами ввода–вывода, проведен расчет ее электродинамических параметров. Представлены результаты трехмерного компьютерного моделирования процессов усиления в ЛБВ методом частиц в ячейке. Получен коэффициент усиления, превышающий 30 дБ в полосе частот около 25 ГГц. Разработан и изготовлен макет электронной пушки с пресованным импрегнированным катодом, фокусирующим электродом и анодом, обеспечивающий формирование ленточного электронного пучка с высокоаспектным соотношением сторон и током 0.1 А. Представлена конструкция вакуумного окна, обсуждается технология его изготовления.

Ключевые слова: миллиметровый диапазон, лампа бегущей волны, замедляющая система, сдвоенная гребенка, электронная пушка, ленточный электронный пучок

DOI: 10.31857/S0033849424070067, EDN: HYYCQE

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время освоение диапазона частот от 0.1 ТГц и выше является одной из наиболее актуальных проблем электроники. Преимущества, которыми обладает излучение ТГц-диапазона, хорошо известны: высокая проникающая способность, но в то же время гораздо меньшее ионизирующее воздействие, чем рентгеновское излучение; широкий диапазон частот привлекателен для систем передачи информации; в ТГц-диапазоне лежат колебательные и вращательные спектры многих веществ [1–4]. В связи с перечисленным ТГц-излучение имеет широкие перспективы применения в системах безопасности, в системах высокоскоростной беспроводной передачи данных нового поколения, в радиолокации, биомедицине.

Среди источников когерентного излучения ТГц-диапазона высокие мощности порядка десятков и сотен ватт могут обеспечить только приборы вакуумной электроники. Среди подобных приборов

наибольший интерес представляют лампы бегущей волны (ЛБВ), которые обладают высоким коэффициентом усиления и широкой полосой усиливаемых частот [5]. В том числе активно исследуются ЛБВ с ленточными электронными пучками и замедляющими системами (ЗС) в виде сдвоенной гребенки [6–19]. Отметим, что современные технологии позволяют с высокой точностью изготавливать ЗС подобного типа для диапазона частот вплоть до 1 ТГц [11].

Замедление подобных ЗС невелико, поэтому рабочие напряжения обычно составляют порядка 20 кВ и выше, причем синхронизм обеспечивается не на основной, а на +1-й пространственной гармонике.

В данной работе представлены результаты моделирования и разработки широкополосной ЛБВ *W*-диапазона с относительно низкими значениями рабочего напряжения (12...13 кВ) и плотности тока ленточного электронного пучка (порядка 70 А/см²). Снижение плотности тока облегчает фокусировку пучка.

1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

На рис. 1 приведена схема ЗС, состоящей из двух гребенок, расположенных на широких стенках прямоугольного волновода и сдвинутых относительно друг друга на половину периода в продольном направлении.

Электродинамические характеристики подобных ЗС достаточно подробно исследовались как в отечественной, так и в зарубежной литературе (см., например, [12–19]). Из этих работ известно, что нижняя граница полосы пропускания данной ЗС совпадает с частотой отсечки моды TE_{10} прямоугольного волновода

$$f_1 = \frac{c}{2b}, \tag{1}$$

а верхняя граница примерно равна частоте отсечки моды TE_{11} волновода сечением $b \times 2(a+l)$

$$f_2 = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{1}{4(a+l)^2}}. \tag{2}$$

Данное соотношение достаточно хорошо согласуется с результатами численного моделирования, по крайней мере при не слишком большой высоте канала.

Как уже отмечалось выше, рабочей является +1-я пространственная гармоника, для которой сдвиг фазы на период $2\pi < \varphi < 4\pi$. Из условия, чтобы в середине полосы пропускания, при $\varphi = 5\pi/2$, напряжение синхронизма составляло 12.5 кВ, можно определить период структуры.

Для +1-й пространственной гармоники характерны относительно невысокие значения сопротивления связи. Наиболее сильно на сопротивление связи влияет ширина канала $2a$. С уменьшением этого параметра сопротивление связи растет практически экспоненциально, при этом

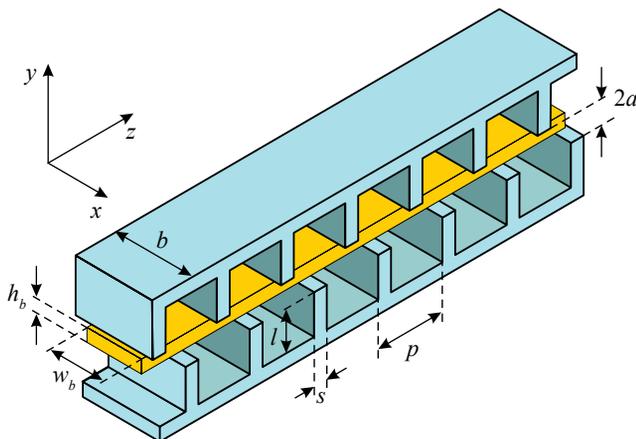


Рис. 1. Схема ЗС типа сдвоенной гребенки.

возрастают трудности с фокусировкой пучка. Как известно (см., например, [20–22]), ленточный пучок в однородном магнитном поле подвержен окотронной неустойчивости, которая приводит к закручиванию краев пучка и его оседанию на поверхность ЗС. Для обеспечения устойчивой транспортировки пучка требуется большое фокусирующее магнитное поле (порядка 1 Тл и выше), что приводит к увеличению массы и габаритов прибора. С учетом существующих технологических ограничений высота канала была выбрана равной 0.2 мм, а толщина пучка 0.1 мм.

Остальные геометрические параметры, такие как высота и толщина ламели, слабо влияют на сопротивление связи. Дальнейшая оптимизация параметров ЗС проводилась с помощью численной методики на основе метода интегрального уравнения, которая подробно описана в [12]. Итоговые значения параметров представлены в табл. 1.

Таблица 1. Размеры ЗС типа сдвоенной гребенки

Параметр	Значение, мм
Период, p	0.95
Ширина волновода, b	2.0
Толщина ламели, s	0.25
Высота ламели, l	0.78
Высота пролетного канала, $2a$	0.2
Сечение пучка, $w_b \times h_b$	1.8×0.1

На рис. 2а представлена дисперсионная диаграмма ЗС. Полоса пропускания составляет 75...113 ГГц, что хорошо согласуется с формулами (1) и (2). Поскольку исследуемая ЗС обладает скользящей симметрией, дисперсионная характеристика состоит из двух ветвей, соответствующих симметричной и антисимметричной модам, которые сливаются на частоте π -вида колебаний (подробнее см., например, [6, 8, 12, 13, 16]). Рабочей является симметричная мода, для которой сопротивление связи значительно больше, чем для антисимметричной. Также на рис. 2а приведена линия электронного пучка при напряжении 12.7 кВ. Рабочее напряжение выбрано несколько большим, чем напряжение, при котором обеспечивается синхронизм в наиболее широкой полосе частот (12.5 кВ), поскольку скорость пучка в ЛБВ должна превышать фазовую скорость электромагнитной волны. На рис. 2б приведена зависимость сопротивления связи, усредненного по поперечному сечению пучка, от частоты. В полосе частот 85...100 ГГц оно составляет порядка 1...2 Ом.

Далее была разработана конструкция устройства ввода/вывода, которая представляет собой согласующий переход на стандартный прямоугольный волновод WR-10 сечением 2.54×1.27 мм².

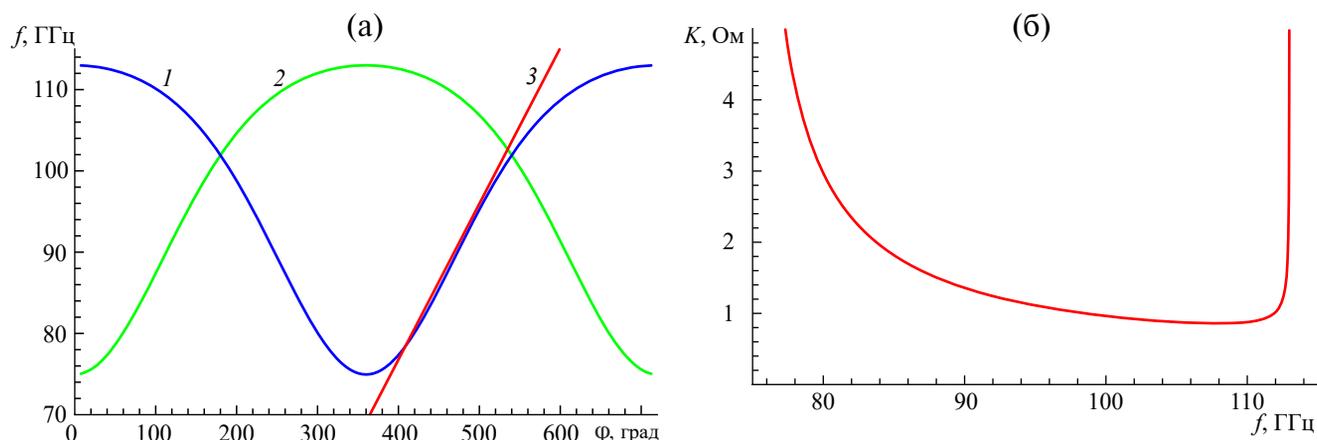
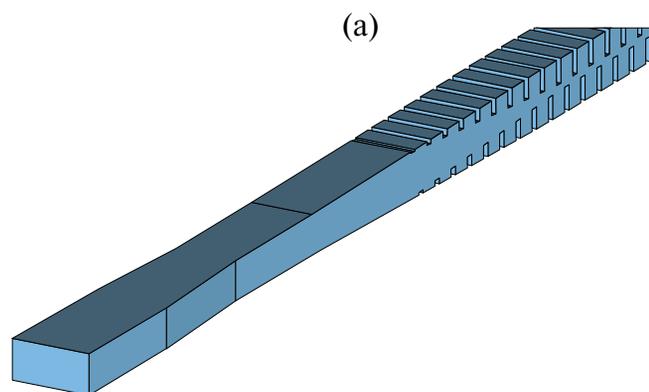


Рис. 2. Результаты моделирования электродинамических характеристик ЗС: а — дисперсионные характеристики симметричной (1), антисимметричной (2) моды и электронного пучка при напряжении 12.7 кВ (3); б — зависимость сопротивления связи K от частоты для рабочей +1-й пространственной гармоники.

Он состоит из двух областей (рис. 3а): в первой одновременно уменьшается высота ламелей и высота волновода, во второй увеличивается ширина волновода по горизонтали. S -Параметры полноразмерной структуры, состоящей из 50 периодов ЗС с согласующими участками, были исследованы путем моделирования в пакете CST Studio Suite. Геометрия устройства ввода/вывода оптимизировалась с помощью встроенных средств пакета CST. При моделировании эффективная проводимость металлических стенок ЗС была выбрана равной 2.0×10^7 См/м, что учитывает шероховатость поверхности. Результаты моделирования приведены на рис. 3б. В диапазоне 90...100 ГГц коэффициент отражения не превышает -30 дБ, а ослабление составляет примерно 2.6 дБ или 0.043 дБ/период.

2. РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Процессы усиления в ЛБВ моделировались с помощью пакета CST Studio Suite. Рассматривался ленточный электронный пучок, сечение которого 1.8×0.1 мм² с потенциалом 12.7 кВ и током 100 мА.



Пучок фокусируется однородным продольным магнитным полем напряженностью 0.7 Тл. В таком магнитном поле транспортировка пучка вдоль ЗС происходит без заметного оседания на стенки канала. Во всех расчетах паразитное самовозбуждение отсутствовало, спектр выходного сигнала монохроматический. Характерное время установления режима усиления гармонического сигнала не превышало нескольких наносекунд, что сопоставимо со временем пролета электронного потока через ЗС (~ 1 нс).

На рис. 4а приведена зависимость коэффициента усиления от частоты режиме малого сигнала (входная мощность 10 мВт). Коэффициент усиления превышает 30 дБ в широкой полосе частот порядка 25 ГГц, достигая в максимуме на частоте 80 ГГц значения 37 дБ. Рис. 4б иллюстрирует влияние нелинейности. На нем приведены частотные зависимости выходной мощности при различных значениях мощности входного сигнала.

При относительно малой входной мощности максимальная выходная мощность достигается на низкочастотном краю рабочего диапазона, где

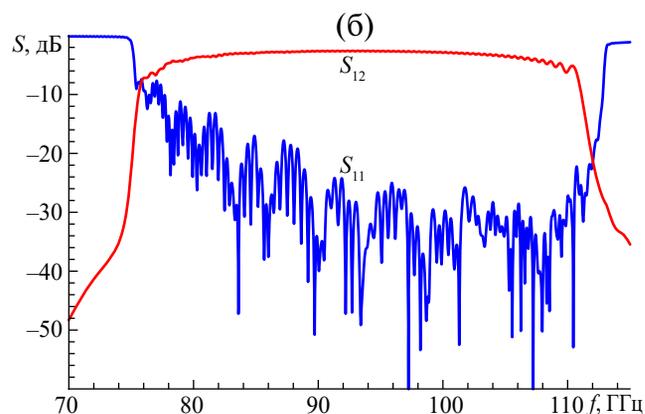


Рис. 3. Конструкция широкополосного согласующего устройства ввода/вывода энергии (а) и S -параметры ЗС (б).

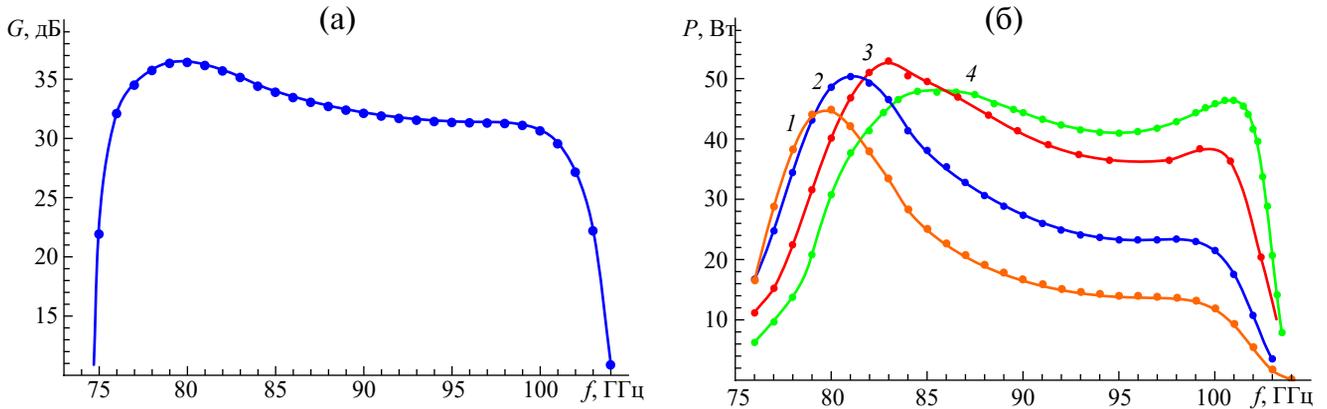


Рис. 4. Зависимость коэффициента линейного усиления G от частоты (а) и зависимости выходной мощности P от частоты при различных значениях входной мощности (б): 10 (1), 20 (2), 50 (3), 100 мВт (4).

сопротивление связи велико. Уже при входной мощности 20 мВт здесь начинается переход в режим насыщения. С ростом входной мощности точка, в которой наблюдается максимальная выходная мощность, смещается в область более высоких частот, а зависимость выходной мощности от частоты становится более однородной. На высокочастотном краю рабочего диапазона насыщение происходит при уровне входной мощности около 100 мВт. При этом выходная мощность превышает 40 Вт в полосе частот около 20 ГГц. Максимальная выходная мощность в режиме насыщения превышает 50 Вт.

3. ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА

Важным элементом ЛБВ является электронная пушка, обеспечивающая высокий уровень компрессии электронного потока, что необходимо для

снижения катодной нагрузки и повышения долговечности катода. Следует, однако, отметить, что обеспечить высокую компрессию ленточного пучка сложнее, чем круглого цилиндрического. В литературе предложены различные подходы к созданию электронно-оптических систем с ленточными пучками (см., например, [23–26]). В частности, в работе [22] нами был разработан макет электронной пушки с прессованным импрегнированным катодом и фокусирующим электродом в форме прямоугольного рупора для ЛБВ диапазона 0.2 ТГц. Экспериментально был получен сходящийся ленточный пучок с током до 135 мА и толщиной не более 0.1 мм, причем коэффициент компрессии по площади составил ~ 16 ед.

Однако конструкция с четырехлепестковым фокусирующим электродом имеет определенный недостаток, который заключается в том, что лепестки отбирают тепло с поверхности катода. В случае

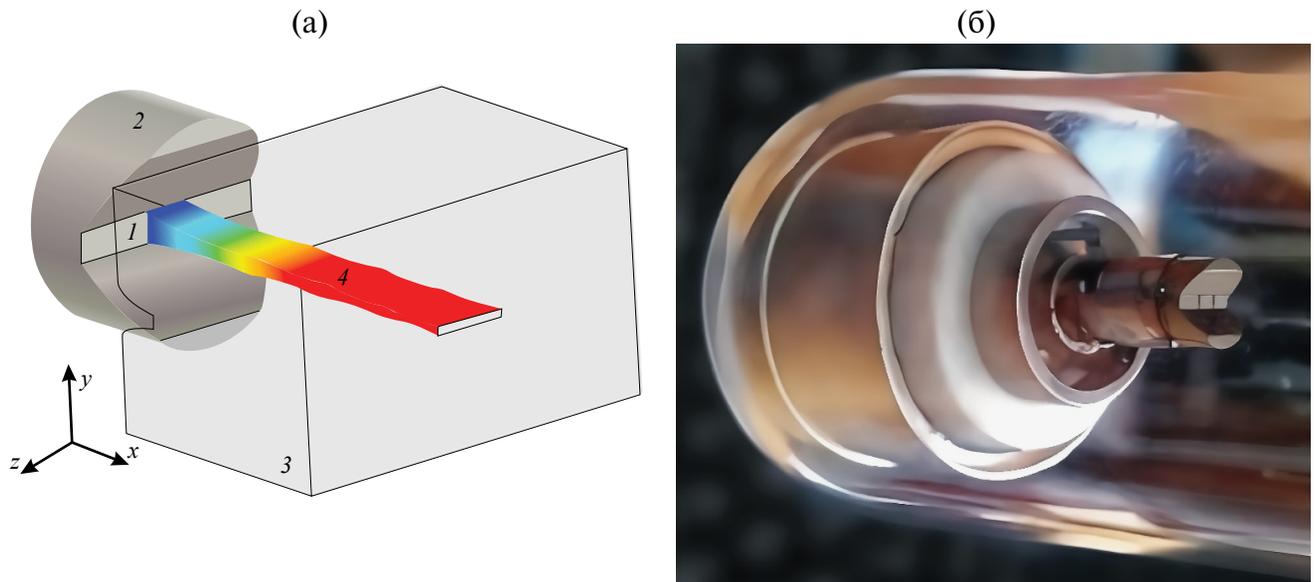


Рис. 5. Трехмерная компьютерная модель электронной пушки (а) и фотография экспериментального макета (б): 1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — электронный поток. Цветами показана энергия электронов, изменяющаяся от 0 до 12.7 кэВ.

неравномерного контакта это может приводить к неоднородному распределению температуры по поверхности катода. Поскольку в данной работе рассматривается ЛБВ W-диапазона с большими размерами пролетного канала, чем в [22], мы ограничились более простой конструкцией пушки с фокусирующим электродом с двумя лепестками по вертикали, которые находятся под потенциалом катода (рис. 5а).

Компьютерное моделирование пушки проводилось в пакете CST с использованием встроенных средств оптимизации. Электронная пушка имела катод с размерами $1.0 \times 0.7 \text{ мм}^2$. Фокусирующие электроды наклонены к оптической оси под углом 52° . В соответствии с результатами моделирования, представленными в разд. 1 и 2, анодное напряжение было выбрано 12.7 кВ. Согласно расчетам ток пучка составил 100 мА, при этом плотность токоотбора с поверхности катода в режиме ограничения тока пространственным зарядом равна примерно 14.28 А/см^2 .

Отсутствие боковых фокусирующих лепестков приводит к тому, что по горизонтальной координате пучок расширяется и в канале ЗС его ширина составляет в среднем примерно 1.8 мм. Такое значение ширины пучка использовалось при расчетах взаимодействия в разд. 2. Средняя толщина пучка в канале составила 0.1 мм, средняя площадь поперечного сечения пучка — $1.4 \times 10^{-3} \text{ см}^2$, средняя плотность тока — примерно 70 А/см^2 , коэффициент компрессии по площади — около 5 ед.

Электронная пушка была изготовлена по хорошо апробированной методике (см., например, [22]). Катодную таблетку изготавливали из вольфрамовой матрицы, импрегнированной оксидом бария. Для снижения работы выхода и повышения однородности эмиссии и долговечности катода на ее поверхность методом магнетронного напыления наносили пленку Os-Ir-Al толщиной примерно 0.1 мкм. Катод прямоугольной формы и фокусирующий электрод из гафния были изготовлены с помощью электроискровой проволочной резки. Затем катод был собран с металлокерамическим блоком, который состоит из подогревателя и выводов для подачи напряжения к электродам. Сборку фокусирующего электрода и металлокерамического блока проводили с использованием специальной оснастки, которая позволяет точно отъюстировать положение фокусирующего электрода относительно торцевых поверхностей катода. Анод пушки представлял собой металлическую пластину с шероховатой поверхностью, что служит для уменьшения вторичной эмиссии. Данная поверхность была получена методом пескоструйной обработки. Все детали макета проходили соответствующие маршруты химической и плазменной очистки.

Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) был собран диодный макет электронной

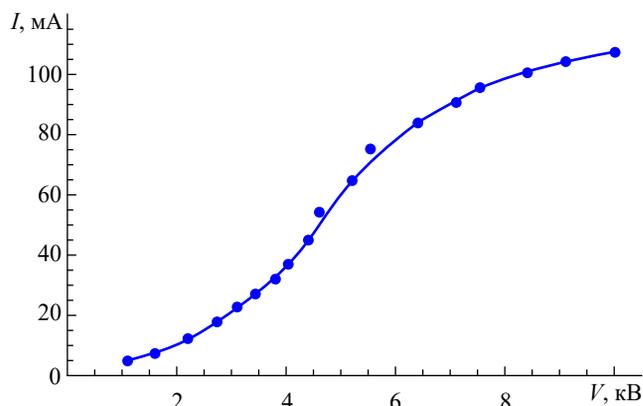


Рис. 6. Экспериментально измеренная ВАХ пушки.

пушки, который был размещен в вакуумной камере. При достижении вакуума 5×10^{-7} Торр пушку подвергали пирометрированию и тренировке. Рабочая температура катода составляла 1200°C . Для снижения температурной нагрузки на узлы макета измерения ВАХ были проведены в импульсном режиме при длительности импульса 10 мкс и скважности 2000. Расстояние от катода до анода составило 4.2 мм. Ввиду ограниченных возможностей высоковольтного модулятора ускоряющее напряжение в эксперименте составляло до 10 кВ, т.е. меньше, чем в расчетной модели. Результаты измерений ВАХ представлены на рис. 6. Максимальный ток, зарегистрированный в эксперименте, достигал 110 мА.

4. ВАКУУМНОЕ ОКНО

Важным элементом электровакуумного прибора является вакуумное окно, которое позволяет поддерживать необходимый уровень вакуума в процессе работы устройства. Необходима разработка таких конструкций вакуумных окон, которая бы обеспечивала необходимую вакуумную плотность, а также минимально возможный уровень отражений.

Наиболее часто используются конструкции типа «баночного» окна [27], однако в миллиметровом диапазоне изготовление подобной структуры является весьма трудоемким. Поэтому было решено остановиться на более простой конструкции (рис. 7).

Конструкция представляет собой прямоугольный волновод стандартного сечения WR-10 с тонкой слюдяной пластинкой толщиной h , которая наклонена к оси волновода под углом θ . Моделирование окна проводили с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. На рис. 8 представлены зависимости коэффициента стоячей волны (КСВ) от частоты при различных значениях угла наклона. При этом считалось, что толщина окна составляет $h = 85 \text{ мкм}$, диэлектрическая проницаемость слюды $\epsilon = 6.0$. Видно, что в полосе частот

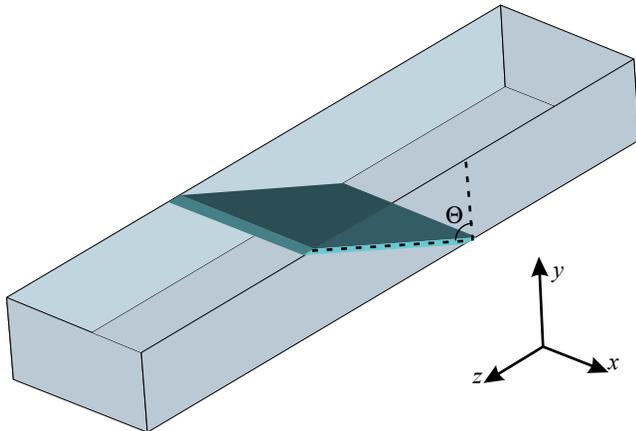


Рис. 7. Компьютерная модель вакуумного окна в виде наклонно расположенной слюдяной пластины в волноводе.

75...100 ГГц необходимый уровень КСВ, не превышающий 1.3 (что соответствует коэффициенту отражения менее -17 дБ), достигается при наклоне пластины на угол свыше 60°. Также было исследовано влияние толщины пластины. Расчеты показывают, что при увеличении толщины КСВ повышается, однако даже при $h = 100$ мкм его значения остаются приемлемыми практически во всем рабочем диапазоне частот.

Помимо расчетов, была отработана технология создания вакуумно-плотного соединения слюдяной пластины и металлического волновода. В процессе отработки технологии использованы слюдяные пластины из фторфлогопита толщиной 50 мкм и диаметром 6.5 мм. Технология изготовления должна обеспечить вакуумную и механическую прочность такого соединения как при комнатных температурах, так и при высоких значениях температуры, свыше 450 °С. Наилучшие результаты были достигнуты для цилиндрических заготовок из псевдосплава МД-15, покрытых тонким слоем титана, с применением серебряного

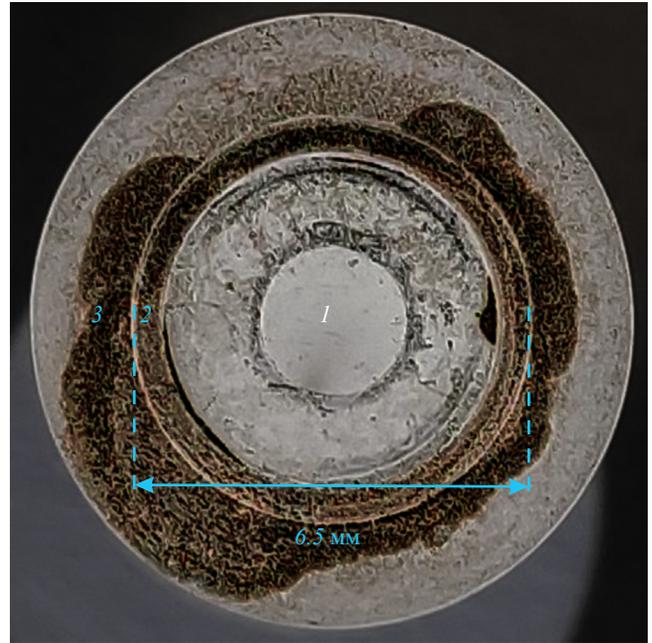


Рис. 9. Фотография вакуумно-плотного соединения «слюдяная пластина–металл»: 1 — слюдяной диск, 2 — титановое кольцо, 3 — заготовка из псевдосплава МД-15.

припоя ПСР совместно с титановыми кольцами, расположенными в местах контакта слюды и цилиндрической заготовки (рис. 9).

Вакуумная плотность такого узла не нарушалась при отжиге при температуре 780 °С, а также при выдержке готового узла в печи с температурой 450 °С. Также после проведенных операций по определению надежности узла не наблюдались какие-либо механические повреждения слюдяной пластины и демпфирующих титановых колечек. Это позволяет сделать вывод, что разработанная технология применима для создания вакуумно-плотных соединений на основе слюды и псевдосплава МД-15 и может быть использована при изготовлении опытных образцов ЛБВ W-диапазона.

Кроме того, было проведено измерение КСВ слюдяного диска в диапазоне частот 75...110 ГГц. Измерение проводили с помощью векторного анализатора электрических цепей R&S®ZVA40 с подключенными к нему расширителями частотного диапазона R&S®ZC110. При измерении слюдяной диск толщиной 85 мкм и диаметром 8.5 мм был расположен между волноводными разъемами расширителей частотного диапазона. Для исключения внутряктовых излучений в процессе проведения измерений диск фиксировали между волноводными разъемами расширителей частотного диапазона с помощью зажимных струбцин.

На рис. 10 представлена экспериментально измеренная частотная зависимость КСВ (кривая 1).

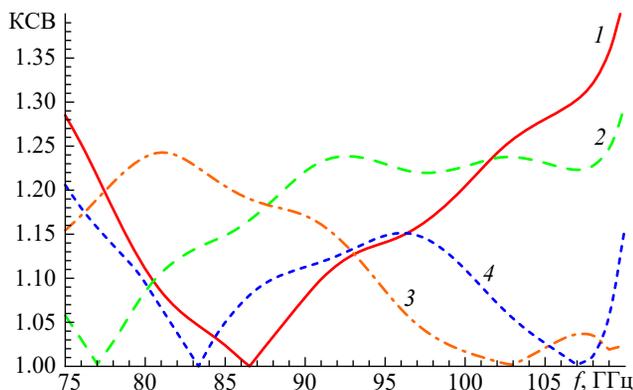


Рис. 8. Зависимости КСВ вакуумного окна от частоты при толщине слюдяной пластины 85 мкм и угле наклона 60° (1), 65° (2), 70° (3) и 75° (4).

Среднее значение КСВ составило примерно 2.7. Экспериментальная зависимость достаточно хорошо согласуется с результатами теоретического расчета (кривая 2), если воспользоваться известной формулой для коэффициента отражения от диэлектрической вставки толщиной h в волноводе (см., например, [28]):

$$|\Gamma| = \frac{|Z^2 - 1| |\operatorname{tg} \beta h|}{\sqrt{(2Z)^2 + (Z^2 + 1)^2 \operatorname{tg}^2 \beta h}}, \quad (3)$$

где Z — отношение волнового сопротивления участка волновода, заполненного диэлектриком, к волновому сопротивлению незаполненного волновода, β — постоянная распространения в волноводе с диэлектриком. В расчетах диэлектрическая проницаемость по-прежнему принималась равной $\varepsilon = 6.0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлены результаты исследований, направленных на разработку ЛБВ W-диапазона с ленточным электронным пучком и ЗС типа двойной гребенки. Разработана и оптимизирована конструкция ЗС, включая широкополосные согласующие устройства ввода–вывода энергии. Рабочее напряжение составляет 12.7 кВ, при этом обеспечивается синхронизм на +1-й пространственной гармонике в широкой полосе частот. Сопротивление связи превышает 1 Ом в полосе частот 85...100 ГГц. Представлены результаты трехмерного PIC-моделирования процессов усиления в ЛБВ с ленточным электронным пучком с током 100 мА. Для односекционной модели ЛБВ, состоящей из 50 периодов ЗС с согласующими участками, коэффициент усиления превышает 30 дБ в полосе частот порядка 25 ГГц, причем максимальный коэффициент усиления составляет 37 дБ. Выходная мощность в режиме насыщения достигает около 50 Вт и превышает 40 Вт в полосе частот около 20 ГГц. Не вызывает сомнений, что дальнейшая оптимизация пространства взаимодействия ЛБВ (секционированная конструкция с профилированием фазовой скорости) позволит значительно повысить выходную мощность и КПД усилителя. Разработана и изготовлена электронная пушка с прессованным импрегнированным катодом, фокусирующим электродом и анодом, обеспечивающая формирование ленточного электронного пучка с толщиной 0.1 мм и током свыше 100 мА. Также разработана конструкция вакуумного окна в виде слюдяной пластинки, наклонно расположенной в волноводе под углом к оси волновода, которая обеспечивает КСВ, не превышающий 1.3 в рабочей полосе частот.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

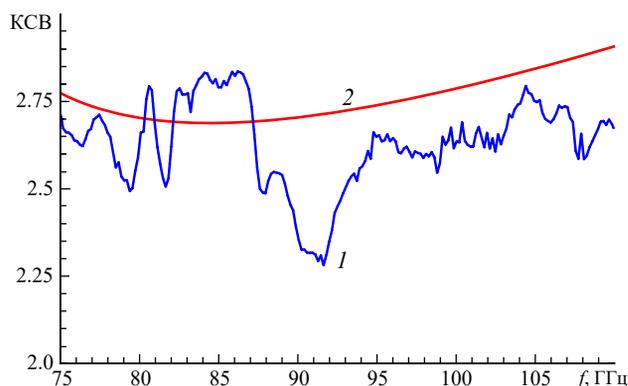


Рис. 10. Зависимости КСВ от частоты для слюдяного диска толщиной 85 мкм, нормально расположенного в волноводе: 1 — экспериментальные измерения; 2 — результаты расчета по формуле (3).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-49-02017).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев А.Д. Терагерцевая электроника. М.: Физматлит, 2021.
2. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics. N.Y.: Springer, 2010. <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0978-7>
3. Rieh J.-S. Introduction to Terahertz Electronics. N.Y.: Springer, 2021. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-51842-4>
4. THz Communications. Paving the Way Towards Wireless Tbps / Eds T.Kürner, D.M. Middleman, T. Nagatsuma. Springer Series in Optical Sciences. V. 234. N.Y.: Springer, 2022. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-73738-2>
5. Paoloni C., Gamzina D., Letizia R. et al. // J. Electromag. Waves Appl. 2021. V. 35. № 5. P. 567. <https://doi.org/10.1080/09205071.2020.1848643>
6. Shin Y.M., Baig A., Barnett L.R. et al. // IEEE Trans. 2011. V. ED-58. № 9. P. 3213. <https://doi.org/10.1109/TED.2011.2159842>
7. Baig A., Gamzina D., Kimura T. et al. // IEEE Trans. 2017. V. ED-64. № 5. P. 2390. <https://doi.org/10.1109/TED.2017.2682159>
8. Karetnikova T.A., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. et al. // IEEE Trans. 2018. V. ED-65. № 6. P. 2129. <https://doi.org/10.1109/TED.2017.2787960>
9. Shin Y.-M., Stockwell B., Begum R., et al. // IEEE Trans. 2023. V. ED-70. № 6. P. 2738. <https://doi.org/10.1109/TED.2023.3241834>
10. Zhang C., Pan P., Cai J. et al. // IEEE Trans. 2023. V. ED-70. № 6. P. 2798. <https://doi.org/10.1109/TED.2022.3233291>

11. Yang R., Xu J., Yue L. et al. // IEEE Trans. 2022. V. ED-69. № 5. P. 2656. <https://doi.org/10.1109/TED.2022.3161255>
12. Рожнев А.Г., Рыскин Н.М., Каретникова Т.А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 8—9. С. 601.
13. Каретникова Т.А., Рожнев А.Г., Рыскин Н.М. и др. // РЭ. 2016. Т. 61. № 1. С. 54. <https://doi.org/10.1134/S1064226915120116>
14. Давидович М.В. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 2. С. 280. <https://doi.org/10.21883/JTF.2019.02.47084.80-18>
15. Shin Y.-M., Barnett L.R., Luhmann N.C. // IEEE Trans. 2009. V. ED-56. № 5. P. 706. <https://doi.org/10.1109/TED.2009.2015404>
16. Wang J., Shu G., Liu G. et al. // IEEE Trans. 2016. V. ED-63. № 1. P. 504. <https://doi.org/10.1109/TED.2015.2502620>
17. Srivastava V., Srivastava N. // 3rd Intern. Conf. and Workshops on Recent Advances and Innovations in Engineering (ICRAIE). Jaipur, India. 22–25 Nov. N.Y.: IEEE, 2018. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICRAIE.2018.8710392>
18. Srivastava V. // IETE Tech. Rev. 2018. V. 36. № 5. P. 501. <https://doi.org/10.1080/02564602.2018.1509738>
19. Zheng Y., Gamzina D., Himes L. et al. // IEEE 2020. V. THz-10. № 4. P. 411. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2020.2995826>
20. Nguyen K.T., Pasour J.A., Antonsen T.M. et al. // IEEE Trans. 2009. V. ED56. № 5. P. 744. <https://doi.org/10.1109/TED.2009.2015420>
21. Ruan C., Wang S., Han Y., et al. // IEEE Trans. 2014. V. ED-61. № 6. P. 1643. <https://doi.org/10.1109/TED.2014.2299286>
22. Navrotsky I.A., Burtsev A.A., Emelyanov V.V. et al. // IEEE Trans. 2021. V. ED-68. № 2. P. 798. <https://doi.org/10.1109/TED.2020.3041425>
23. Zheng Y., Gamzina D., Popovic B., Luhmann N.C. // IEEE Trans. 2016. V. ED-63. № 11. P. 4466. <https://doi.org/10.1109/TED.2016.2606322>
24. Yang L., Wang J., Li H., et al. // IEEE Trans. 2017. V. TPS-45. № 5. P. 805. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2688480>
25. Zhang C., Pan P., Chen X. et al. // Electronics. 2021. V. 10. P. 3051. <https://doi.org/10.3390/electronics10243051>
26. Yin P.C., Xu J., Yang R.C. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2022. V. 43. № 8. P. 1343. <https://doi.org/10.1109/LED.2022.3187160>
27. Cook A.M., Joye C.D., Kimura T. et al. // IEEE Trans. 2013. V. ED-60. № 3. P. 1257. <https://doi.org/10.1109/TED.2012.2232929>
28. Сазонов В.П., Терехина З.Н., Лямзин В.М. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. 1972. Вып. 3(8). С. 1.

DEVELOPMENT OF THE W-BAND TRAVELING-WAVE TUBE WITH SHEET ELECTRON BEAM AND STAGGERED DOUBLE-GRATING SLOW WAVE STRUCTURE

V. N. Titov^{a, b}, I. A. Chistyakov^{a, c}, I. A. Navrotsky^{a, c}, D. N. Zolotykh^{a, c}, R. A. Torgashov^{a, b, *}, O. R. Abramov^b, E. V. Gorshkova^c, V. V. Emelyanov^{a, c}, N. M. Ryskin^{a, b}

^a*Saratov Branch V.A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, 38 Zelenaya St., Saratov, 410019 Russian Federation*

^b*Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov, 410012 Russian Federation*

^c*“RPE “Almaz”, 1 Panfilova St., Saratov, 410033 Russian Federation*

**E-mail: torgashovra@gmail.com*

Received October 21, 2023, revised October 21, 2023, accepted February 27, 2024

In this work, results of development of a W-band O-type traveling-wave tube with sheet electron beam are presented. The staggered double-grating slow-wave structure with wideband input/output coupling structures was designed and optimized and its high-frequency electromagnetic parameters were calculated. The results of 3D particle-in-cell simulation of beam-wave interaction in the TWT are presented. Gain over 30 dB in the 25-GHz frequency band was obtained. A sample of an electron gun with an impregnated cathode, focusing electrode, and anode, providing the formation of a sheet electron beam with a high-aspect ratio and a current of 0.1 A, was designed and fabricated. The design of the vacuum window is presented, and the technology of its fabrication is discussed.

Keywords: millimeter band, traveling-wave tube, slow-wave structure, staggered double-grating, electron gun, sheet electron beam

УДК 538.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ И ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУР МЕТАЛЛ-ОКИСЕЛ-ПОЛУПРОВОДНИК СО СВЕРХТОНКИМИ СЛОЯМИ ОКИСЛА КРЕМНИЯ ПО ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

© 2024 г. Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева*, И. А. Шушарин

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

*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 13.12.2023 г.

Принято к публикации 24.01.2024 г.

Разработан алгоритм определения из экспериментальных полевых зависимостей высокочастотного импеданса кремниевых структур со сверхтонким (менее 5 нм) слоем SiO₂ емкости изолирующего промежутка и концентрации легирующей примеси непосредственно у границы раздела Si–SiO₂. Получены соотношения, позволяющие оценить предельные погрешности развитого подхода. Предложенный метод применен к экспериментальным характеристикам структуры металл–окисел–полупроводник с толщиной SiO₂ 4.2 нм. Показано, что разработанный алгоритм имеет достаточно высокие точность и доступность для использования при обработке данных высокочастотных измерений.

Ключевые слова: структуры металл–окисел–полупроводник, сверхтонкий изолирующий промежуток, высокочастотные вольт–фарадные характеристики

DOI: 10.31857/S0033849424070076, EDN: HYVSYW

ВВЕДЕНИЕ

Структуры $n^+polySi-SiO_2-Si$ со сверхтонкими (с толщиной менее 5 нм) слоями окисла кремния являются в настоящее время и останутся в перспективе минимум одного-двух десятков лет основным элементом, используемым в производстве современных и новых объектов нанoeлектроники [1]. Это утверждение основано на следующих обстоятельствах. По современной технологии высокотемпературного окисления кремния — радикальном термическом окислении с генерацией водяного пара у поверхности Si (in situ steam generation, ISSG) [2] — удается создавать структуры металл–окисел–полупроводник (МОП) высокого качества. Они практически бездефектные, концентрация содержащихся в них электронных ловушек (ЭЛ) невелика и позволяет развиваться эффекту поля. Реализованы структуры с толщинами пленок окисла кремния под затвором в несколько атомных слоев [3]. Материалы — кандидаты на замену SiO₂ несмотря на непрерывное развитие — таких свойств еще не достигли. Таким образом, массовый переход в нанoeлектронной индустрии к изолирующим

слоям из заменяющих SiO₂ диэлектриков или сегнетоэлектриков — это вопрос не ближайшего десятилетия.

Экспериментальные исследования физических явлений в МОП-структурах и контроль качества их изготовления требуют измерений потенциального и зарядового профилей в полупроводнике в окрестности его границы раздела (ГР) с окислом кремния. Информацию об изгибе зон в полупроводнике, падении внешнего напряжения на изоляторе, заряде пограничных ЭЛ и накоплении неосновных носителей заряда у поверхности Si получают из результатов измерений высокочастотной емкости МОП-структур с помощью построенных в рамках классической статистики формул [4]. Для обработки данных высокочастотных вольт–фарадных характеристик (ВЧ ВФХ) необходимо знать значения емкости изолирующего слоя $C_{из}$, площади полевого электрода S и концентрации легирующей примеси в полупроводнике непосредственно у его границы с диэлектриком N_D . Реальное значение S устанавливается из оптических измерений. Однако с двумя оставшимися константами сложнее. Во-первых,

для кремниевых МОП-структур известно [5], что в условиях высокотемпературного окисления поверхности Si за счет термостимуляции процессов диффузии легирующей примеси концентрация N_D у ГР Si-SiO₂ изменяется по сравнению с ее значением в толще полупроводниковых подложек. Отклонения значений концентраций могут быть в разы, что не позволяет вычислять N_D из значения удельного сопротивления подложки.

Во-вторых, в опытах при комнатной температуре локализованные на ГР Si-SiO₂ ЭЛ перезаряжаются практически во всей области обеднения полупроводника. Поэтому использование с целью определения N_D в широкой области напряжений формул ВФХ для идеальной МОП-структуры (т.е. в отсутствие перезаряжающихся локализованных электронных состояний) приводит к значительным погрешностям [6].

В-третьих, для образцов с толщинами слоя окисла кремния более 10 нм величина $C_{из}$ достаточно точно определяется как максимальное значение емкости на плато ВФХ в области глубокого обогащения полупроводника. У МОП-структур со сверхтонким окислом данный диапазон полевых напряжений лежит уже в области существенного повреждения или пробоя. Поэтому такой экспериментальный подход не применим. Вместе с тем на свойства сверхтонкого окисла существенно влияют переходные слои, где диэлектрическая проницаемость изменяется от значения в кремнии до величины в массивном окисле, доля этих слоев в общем объеме — десятки процентов. Строгая величина емкости изолятора определяется как

$$C_{из} = S / 4\pi \int_0^H \frac{dz}{\epsilon_{из}(z)}, \text{ где } H \text{ — толщина пленки}$$

SiO₂, $\epsilon_{из}(z)$ — профиль диэлектрической проницаемости в окисле кремния, z — координата по нормали к ГР Si-SiO₂. Поэтому и расчет значения $C_{из}$ без знания функции $\epsilon_{из}(z)$ невозможен. Таким образом, чтобы обработать данные ВЧ ВФХ, полученные для МОП-структур со сверхтонким окислом, необходимо найти из этих же характеристик значения $C_{из}$ и N_D .

Цель данной работы — развить и проверить на практике методику определения емкости изолирующего промежутка и концентрации легирующей примеси в полупроводнике непосредственно у его границы с диэлектриком из экспериментальных данных ВЧ ВФХ МОП-структур со сверхтонким окислом.

1. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗНАЧЕНИЙ ЕМКОСТИ ИЗОЛИРУЮЩЕГО ПРОМЕЖУТКА И КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ МОП-СТРУКТУРЫ НЕПОСРЕДСТВЕННО У ГРАНИЦЫ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Для определенности будем считать, что структура выращена на кремнии n -типа. У образцов со сверхтонким окислом величина $C_{из}$ настолько велика, что в области обогащения полупроводника сопротивление подложки существенно влияет на результаты высокочастотных вольт-емкостных измерений. Поэтому фиксируемая приборами емкость структуры C и емкость элемента n^+ polySi-SiO₂-заряженный поверхностный слой кремния \bar{C} различаются, C зависит от частоты тестирующего сигнала, а \bar{C} — нет. Независимо от перезарядки ЭЛ, значения высокочастотных емкостей подчиняются закону сложения:

$$\frac{1}{\bar{C}} = \frac{1}{C_{п}} + \frac{1}{C_{из}}, \quad (1)$$

где $C_{п}$ — емкость заряженной части полупроводниковой подложки у границы раздела с окислом. Падения внешнего напряжения V_g на изолирующем слое V_i и на полупроводнике V_s связаны соотношением

$$V_g = V_i + V_s - \frac{E_F}{q}, \quad \frac{E_F}{T} = \ln \frac{N_c}{N_D}. \quad (2)$$

Здесь E_F — энергия Ферми электронов в кремнии, q — элементарный заряд, T — абсолютная температура в энергетических единицах, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости подложки. В выражениях (1) и (2) не учитываются емкость C_e и набег потенциала V_e на заряженной области полевого электрода из поликремния, а также в формуле (2) пренебрегается величиной энергии Ферми в затворе по сравнению со значением в полупроводнике.

Будем считать, что все перезаряжающиеся ЭЛ находятся на ГР Si-SiO₂. Тогда можно записать

$$C_{из} V_i = qS(p_{sq} + n_s), \quad (3)$$

где qn_s — заряд единицы площади поверхности полупроводника, связанный с перетеканием свободных электронов при изменении V_g . Для величин $C_{п}$ и n_s в рамках больцмановского распределения свободных электронов получаются следующие выражения [4]:

$$C_{п} = \frac{\tilde{C} [1 - \exp(-v_s)]}{2^{1/2} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2}},$$

$$\tilde{C} = S \left(\frac{\epsilon_{п} q^2 N_D}{4\pi T} \right)^{(1/2)}, \quad (4)$$

$$n_s = \frac{2^{1/2} T \tilde{C}}{q^2 S} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2} \text{sign } v_s \dots \quad (5)$$

Здесь \tilde{C} — емкость полупроводника в состоянии плоских зон ($V_s = 0$), $v_s = -(qV_s/T)$ — безразмерный изгиб зон в кремнии ($v_s > 0$ при обеднении и $v_s < 0$ при обогащении), ε_{Π} — диэлектрическая проницаемость подложки,

$$\text{sign } v_s = \begin{cases} 1, & v_s > 0, \\ -1, & v_s < 0. \end{cases}$$

Формулы (4), (5) получены для состояний обеднения или не слишком высокого обогащения поверхности полупроводника в отсутствие вырождения. Классическое распределение для электронов в состоянии обогащения кремния справедливо при условии $(E_F - E_d/T) + v_s \gg 1$ (E_d — энергия активации электрона с мелкого донора, $v_s < 0$). Для концентраций легирования не более 10^{17} см^{-3} , это неравенство выполняется при комнатной температуре практически во всем диапазоне измерений, не повреждающих образец. Из равенства (3) с учетом выражений (2) и (5) получаем

$$p_{sq} = -\frac{T}{Sq^2} \left[C_{\text{из}} \left(\frac{qV_g}{T} + v_s + \frac{E_F}{T} \right) + 2^{1/2} \tilde{C} [\exp(-v_s) + v_s - 1]^{1/2} \text{sign } v_s \right]. \quad (6)$$

Полевой электрод из сильнолегированного (порядка $10^{20} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$) поликремния и подложка принципиально различаются. Сильнолегированные материалы относятся к неупорядоченным полупроводникам, для которых представления об отдельных заряженных и нейтральных атомах примеси не действуют. Поверхностный потенциал неупорядоченного полупроводника с помощью эффекта поля изменяется незначительно, также практически невозможно сколько-нибудь заметно уменьшить барьерную емкость на контакте, повышая обедняющий изгиб зон [7]. Таким образом, в условиях возможного проявления C_e в измерениях ВЧ ВФХ на участке, связанном с обогащением полупроводника, можно считать, что эта емкость постоянна и отвечает условиям плоских зон для затвора. Из линеаризованного уравнения, описывающего экранирование и изгиб зон в сильнолегированном полупроводнике [8], получаем, что $C_e = S\varepsilon_{\Pi}/4\pi r_0$, где

$$r_0 = \left[\frac{\varepsilon_{\Pi} \hbar^2}{4q^2 m} \left(\frac{\pi}{3n} \right)^{1/3} \right]^{1/2}$$

— дебаевский радиус экранирования вырожденного электронного газа, ε_{Π} и m — диэлектрическая проницаемость и эффективная масса электрона в зоне проводимости кремния, \hbar — постоянная Планка, n — средняя по объему концентрация электронов в полевом электроде. Оценим отношение

$$\frac{C_e}{C_{\text{из}}} = \frac{\varepsilon_{\Pi}}{r_0} \int_0^h \frac{dz}{\varepsilon_{\text{из}}(z)}.$$

При значении $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ r_0 составляет 1.2 нм. Если принять, что $h = 4 \text{ нм}$, зависимость $\varepsilon_{\text{из}}(z)$ линейная в двух переходных слоях, каждый толщиной 0.8 нм [9], то для отношения емкостей получим $C_e/C_{\text{из}} = 8.4$. Следовательно, для МОП-структур с толщинами изолирующего промежутка более 2 нм (при толщинах меньше размера двух переходных слоев нельзя говорить о SiO_2 как о составе материала изолирующей пленки) обратная величина емкости полевого электрода играет роль малой добавки к $C_{\text{из}}^{-1}$, не изменяющейся с ростом напряжения.

При известных значениях емкостей $C_{\text{из}}$, \tilde{C} и площади полевого электрода S система уравнений (1), (2), (4)–(6) позволяет из экспериментальной зависимости $\tilde{C}(V_g)$ построить потенциальный и зарядовый рельефы, реализующиеся на опыте в МОП-структуре. Функция $v_s(V_g)$ вычисляется из соотношений (1) и (4), причем с учетом того, что $\tilde{C}(V_g)$ монотонно растущая, а $C_{\Pi}(v_s)$ — падающая зависимости, связь изгиба зон с полевым напряжением получается однозначной. Неточности, обусловленные отбрасыванием C_e^{-1} , могут сказываться на функции $v_s(V_g)$ только при напряжениях, отвечающих сильному обогащению полупроводника. Но в этой области V_g искомая зависимость имеет вид

$$v_s \approx 2 \ln \left\{ \frac{\tilde{C}}{2^{1/2}} \left[\frac{1}{C_{\text{из}}} - \frac{1}{\tilde{C}(V_g)} \right] \right\},$$

слабо чувствительный к погрешности $C_{\text{из}}$. Выражение для V_i получаем из формулы (2)

$$V_i = V_g + \frac{E_F}{q} + \frac{T v_s(V_g)}{q},$$

величины n_s и p_{sq} вычисляются из равенств (5) и (6). Из-за того, что слагаемые в выражении (6), пропорциональные $C_{\text{из}}$ и \tilde{C} , реально имеют разные знаки, даже малые ошибки в значении изгиба зон, обусловленные неучетом емкости C_e , могут фатально исказить функцию $p_{sq}(V_g)$ при напряжениях из области достаточно сильного обогащения полупроводника.

Перейдем непосредственно к алгоритму определения значений емкостей $C_{\text{из}}$ и \tilde{C} по экспериментальной зависимости $\tilde{C}(V_g)$. Следует указать, что при произвольной связи p_{sq} и V_g данные построения невозможны. Реализация подхода требует существования на ВФХ участка, где характеристика образца практически «идеальна» [4],

т.е. соблюдается условие $\frac{dp_{sq}}{dV_g} \approx 0$, точнее говоря,

требуется выполнение неравенства

$$\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right| \ll \frac{C_i}{Sq} \quad (7a)$$

или в области обогащения полупроводника, эквивалентного ему соотношения

$$\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right| \ll \left| \frac{dn_s}{dV_g} \right|. \quad (76)$$

График типичной зависимости плотности ЭЛ в МОП-структурах от энергии имеет форму U-образной линии [9]. Поэтому для полевых напряжений, отвечающих положению уровня Ферми на ГР Si-SiO₂ в окрестности минимума спектральной кривой ЭЛ, условия (7а) и (7б), как правило, выполняются. Обозначим V_I и V_{II} нижнюю и верхнюю границы области V_g, где величина $\left| \frac{dp_{sq}}{dV_g} \right|$ минимальна, а неравенства (7а) или (7б) справедливы. (Подробнее см. далее.)

Продифференцируем выражения (1) и (6) по V_g и исключим из них производную $\frac{dv_s}{dV_g}$. Получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} - \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} = \\ = \frac{Sq^2\bar{C}}{T\bar{C}^2 C_{из}} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \frac{dp_{sq}}{dV_g}. \end{aligned} \quad (8а)$$

Если пренебречь $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$, то уравнение (8а) переходит в приближенное равенство (данное соотношение использовалось в [6] для определения из измеренных ВФХ МОП-структур с известным значением C_{из} величины N_D), справедливое в диапазоне полевых напряжений V_I ≤ V_g ≤ V_{II}, где ВФХ близка к идеальной:

$$\frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} \cong \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3}. \quad (8б)$$

Отметим, что в условиях, когда интервал (V_I, V_{II}) оказывается в области сильного обеднения полупроводника, т.е. v_s >> 1, уравнение (8б) переходит в известную [4] связь между производной по V_g от \bar{C}^{-2} и концентрацией легирования N_D (см. выражение (4) для \tilde{C}).

Неточности, возникающие из-за пренебрежения $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$ и отбрасывания C_e⁻¹ при построении v_s(V_g), препятствуют строгому выполнению равенства (8б). Поэтому для определения приближенных значений C_{из} и \tilde{C} удобно перейти к минимизации функционала Ω(C_{из}, \tilde{C}):

$$\Omega(C_{из}, \tilde{C}) = \frac{1}{(V_{II} - V_I)} \times$$

$$\times \int_{V_I}^{V_{II}} \left[\frac{1}{\bar{C}^2} \frac{d\bar{C}}{dV_g} - \frac{q\bar{C}}{T\bar{C}^2} \frac{|1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)|}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \right]^2 dV_g. \quad (9)$$

Искомыми являются те значения емкостей C_{из}, \tilde{C} , при которых величина Ω минимальна. В выражении (9) безразмерный изгиб зон v_s — это функция V_g, строящаяся из равенств (1) и (4) для каждой пары C_{из}, \tilde{C} . Процесс определения экстремума Ω удобно проводить итерациями, последовательно сужая рассматриваемые области C_{из} и \tilde{C} вокруг точек минимума из предыдущего приближения. Начинать перебор значений C_{из} и \tilde{C} разумно с интервалов C_{из*} < C_{из} < 2C_{из*}, $\tilde{C}_*/2 < \tilde{C} < 2\tilde{C}_*$. Здесь C_{из*} — максимальная величина экспериментальной \tilde{C} , \tilde{C}_* — емкость в состоянии плоских зон, отвечающая концентрации N_D, вычисленной из значения удельного сопротивления подложки. При этом, если после начальной итерации точка минимума Ω окажется на границе выбранного интервала, то область перебора необходимо расширить за эту границу.

Для реальной МОП-структуры найденные по экстремуму функционала (9) значения C_{из} и \tilde{C} являются приближенными. Оценим точность получающихся результатов и применимость предлагаемого алгоритма. Приписывая величинам емкостей, минимизирующим Ω, индекс m, а точным значениям — ex, введем разности Δ_{из} = (C_{из})_m - (C_{из})_{ex}, $\tilde{\Delta} = \tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}$. Полагая, что данные разности малы по сравнению с емкостями (C_{из})_{ex} и \tilde{C}_{ex} соответственно, значение функционала Ω_{ex} при точных параметрах (C_{из})_{ex} и \tilde{C}_{ex} можно выразить в виде квадратичного разложения Ω по Δ_{из}, $\tilde{\Delta}$ в окрестности точки минимума:

$$\Omega_{ex} = \Omega_{min} + A \frac{\Delta_{из}^2}{2} + B \Delta_{из} \tilde{\Delta} + D \frac{\tilde{\Delta}^2}{2}, \quad (10)$$

где

$$A = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial C_{из}^2} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m},$$

$$B = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial C_{из} \partial \tilde{C}} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m},$$

$$D = \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \tilde{C}^2} \right|_{C_{из} = (C_{из})_m, \tilde{C} = \tilde{C}_m}.$$

Величины Ω_{min}, A, B и D вычисляются в процессе построения экстремума функционала Ω. Квадратичная форма (10) должна быть не отрицательна

при любых $\Delta_{из}$ и $\tilde{\Delta}$, что накладывает на коэффициенты разложения условия: $A > 0$, $AD > B^2$. Из уравнения (8а) получаем

$$\Omega_{ex} = \frac{1}{(V_{II} - V_I)} \left(\frac{Sq^2}{T\tilde{C}_m^2(C_{из})_m} \right)^2 \times \int_{V_I}^{V_{II}} \left[\frac{\bar{C} |1 - 2v_s \exp(-v_s) - \exp(-2v_s)| \frac{dp_{sq}}{dV_g}}{|1 - \exp(-v_s)|^3} \right]^2 dV_g. \quad (11)$$

Функции $v_s(V_g)$ и $p_{sq}(V_g)$, фигурирующие в (11), соответствуют емкостям $(C_{из})_m$ и C_m . По смыслу минимума должно выполняться условие $\Omega_{ex} \geq \Omega_{min}$. Другое следствие разложения (10) — это выражения для максимально возможных отклонений емкостей, получающихся при минимизации функционала (9), от точного значения — фактически оценки предельной погрешности алгоритма:

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq \left[\frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})D}{AD - B^2} \right]^{1/2},$$

$$|\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq \left[\frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})A}{AD - B^2} \right]^{1/2}. \quad (12a)$$

Следует указать на трудности использования соотношений (12а) при обработке экспериментальных данных. Реально крутизна зависимостей функционала Ω от $C_{из}$ и C абсолютно разная: $D \gg B \gg A$. Надежно можно получить значения только коэффициентов A и D , для определения B требуется исключительно высокая точность измерений и вычислений (подробнее этот вопрос будет обсуждаться далее). Поэтому кроме формул (12а), приведем упрощенные соотношения, строго говоря, справедливые при $AD \gg B^2$:

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq \left[\frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})}{A} \right]^{1/2},$$

$$|\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq \left[\frac{2(\Omega_{ex} - \Omega_{min})}{D} \right]^{1/2}. \quad (12b)$$

2. АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ И ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЕВОЙ МОП-СТРУКТУРЫ СО СВЕРХТОНКИМ ОКИСЛОМ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ВЧ ВФХ

Для того чтобы применить на практике развитый в предыдущем разделе алгоритм определения емкостей $C_{из}$ и C по экспериментальным ВФХ, необходима высокая точность измерений и маленький шаг фиксации полевого напряжения. Для демонстрации разработанного алгоритма

и иллюстрации полученных теоретических результатов нужно обработать ВФХ реального образца. По графикам, представленным в работах других авторов, без возможности доступа к цифровым значениям зависимости емкости от напряжения и величинам параметров структуры, выполнить необходимые расчеты невозможно. Поэтому нами были проведены собственные, вообще говоря, не имеющие научной новизны, высокочастотные измерения ВФХ Al–n–Si–МОП-структур. Измерения проводили при комнатной температуре, площадь полевого электрода была $S = 1.6 \times 10^{-3} \text{ см}^2$. Слой SiO_2 , толщина которого 4.2 нм (H определена по данным оптических измерений) был выращен при высокотемпературном окислении (100) кремния. Концентрация доноров в затворе составляла $N_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$, удельное сопротивление подложки n -типа было 4.5 Ом см, а толщина 0.07 см.

Особенностью МОП-структур со сверхтонким окислом является то, что на результаты измерений высокочастотного импеданса влияет сопротивление подложки R_b . Для определения искомой зависимости $\bar{C}(V_g)$ и величины R_b был использован так называемый метод двух частот [10, 11]:

$$\bar{C} = \frac{C_1 C_2 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}{C_2 \omega_2^2 - C_1 \omega_1^2},$$

$$R_b = \frac{1}{C_1 C_2} \left[\frac{(C_2 \omega_2^2 - C_1 \omega_1^2)(C_1 - C_2)}{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь C_1 и C_2 — емкости, зафиксированные в одном и том же состоянии МОП — структуры на циклических частотах тестирующего напряжения ω_1 и ω_2 соответственно. Измерения проводили на сигналах 1 МГц (C_1) и 0.5 МГц (C_2) в динамическом режиме: V_g изменялось со скоростью 1 мВ/с

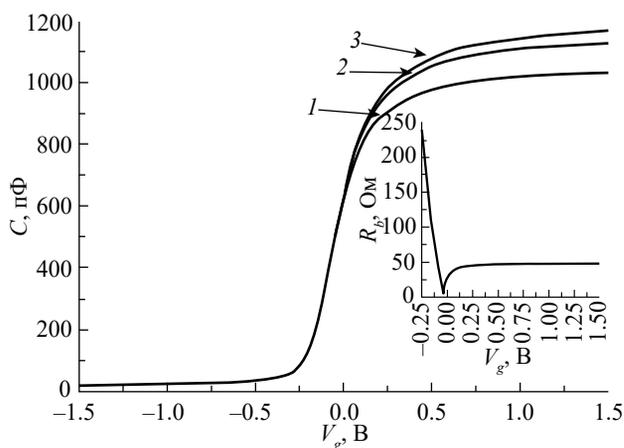


Рис. 1. Высокочастотные вольт-фарадные характеристики и сопротивление кремниевой подложки: емкостные кривые 1 — 1 МГц, 2 — 0.5 МГц, 3 — \bar{C} . На вставке — зависимость сопротивления подложки от полевого напряжения, вычисленная по формуле (13).

от -1.5 до $+1.5$ В, значения емкостей фиксировались через 0.01 В; использовался прецизионный измеритель LCR Agilent E4980A. Кривые ВФХ и функция $R_b(V_g)$ показаны на рис. 1.

Величину сопротивления подложки нужно определять в области максимального обогащения полупроводника. Дело в том, что с уменьшением полевого напряжения емкость структуры падает, графики $C_1(V_g)$, $C_2(V_g)$ сливаются (рис. 1) и значение модуля разности $C_1 - C_2$ выходит за пределы точности измерений. В результате плато на кривой $R_b(V_g)$ в области обогащения сменяется не физическими перепадами и ростом R_b (см. вставку на рис. 1). Сопротивление, определенное при $V_g = 1.5$ В, составило $R_b = 48.2$ Ом. Это значение меньше вычисленного из величины удельного сопротивления подложки по формулам для плоского прямоугольника более чем в 4 раза. Такое расхождение не удивительно, поскольку радиус полевого электрода 0.04 см почти в два раза меньше толщины подложки. Поэтому эффекты растекания существенно увеличивают проводимость подложки.

Поиск окна, где ВФХ близка к идеальной, проводили последовательным сужением интервала (V_I, V_{II}) в несколько итераций. В качестве первого приближения использовалась вся область измерений $V_I = -1.5$ В, $V_{II} = 1.5$ В. На каждой итерации находили значения C_i и C_{sfb} , при которых функционал (9) минимален, на их основе по формулам (1), (4)–(6) строили функции $v_s(V_g)$, $p_{sq}(V_g)$. На зависимости $p_{sq}(V_g)$ определяли отрезок с наименьшими значениями $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$; после этого его границы принимались за новые величины V_I, V_{II} и происходил переход к следующей итерации. Было проведено три последовательных приближения и установлены окончательные значения $V_I = -0.39$ В, $V_{II} = -0.19$ В. Отметим, что в случае больших концентраций ЭЛ, когда величина $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$ ни при каких V_g не удовлетворяет неравенству (7а), нужно переходить к измерениям при пониженных температурах. «Вымораживание» ловушек существенно замедляет их перезарядку и снижает модуль производной $\frac{dp_{sq}}{dV_g}$.

Процесс нахождения минимума функционала (9) строили также методом последовательных приближений. Значение максимальной измеренной емкости составило $C_{из*} = 1164.9$ пФ, а вычисленной из величины удельного сопротивления подложки емкости полупроводника в состоянии плоских зон — $\tilde{C}_* = 268.7$ пФ. На первом этапе величины $C_{из}$ задавались с шагом 20 пФ в интервале $(C_{из*}, 2C_{из*})$, а \tilde{C} — через 2 пФ на отрезке $[\tilde{C}_*/2, 2\tilde{C}_*]$. По выражению (9) рассчитывали

числа Ω для всех выбранных значений емкостей и фиксировали пару $C_{из}, \tilde{C}$ с минимальным Ω . После этого вокруг данной пары составлялась новая, более узкая по сравнению с предыдущей, область перебора величин $C_{из}, \tilde{C}$ и осуществлялся переход к следующей итерации, где минимизация функционала Ω повторялась. Всего было выполнено пять приближений, на последнем из них шаги перебора составили 0.1 пФ по $C_{из}$ и 0.05 пФ по \tilde{C} .

Сформулируем окончательные результаты применения развитого алгоритма: область полевых напряжений, где ВФХ наиболее близка к идеальной, равна $-0.39\text{В} \leq V_g \leq -0.19\text{В}$; $(C_{из})_m = 1248.7$ пФ, $\tilde{C}_m = 163.0$ пФ, $\Omega_{\min} = 1.085 \times 10^{18} \Phi^{-2} \text{В}^{-2}$. Расхождение значений $(C_{из})_m$ и $C_{из*}$ составляет всего 7% ,

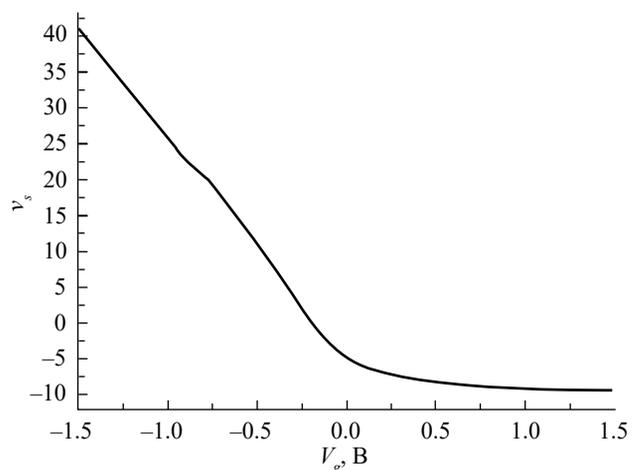


Рис. 2. Зависимость безразмерного изгиба зон в полупроводнике от полевого напряжения.

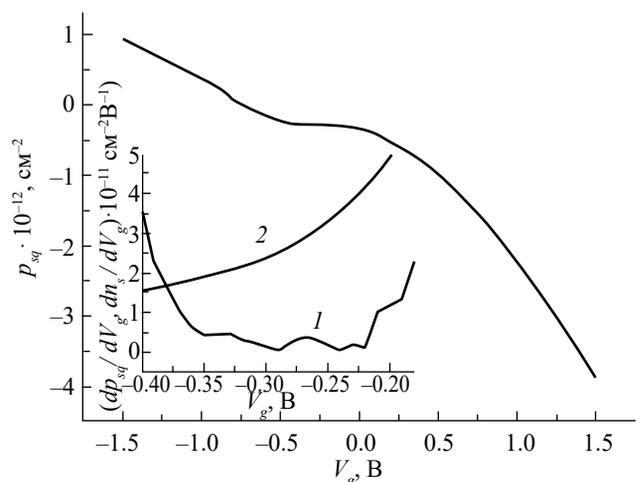


Рис. 3. Зависимость суммарной концентрации встроенного заряда, зарядов электронных ловушек и неосновных носителей заряда на контакте Si-SiO₂ от полевого напряжения. На вставке — окно V_g , где характеристика наиболее близка к идеальной; кривая 1 — производная от p_{sq} по напряжению, кривая 2 — производная от n_s по напряжению.

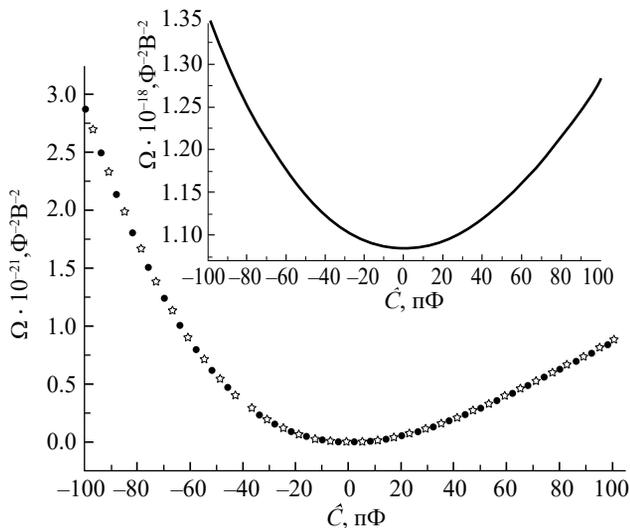


Рис. 4. Зависимость функционала Ω от $C_{из}$ и \hat{C} вблизи точки минимума: $\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m)$ (сплошная линия), $\Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \hat{C})$ (точки), $\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m + \hat{C})$ (звездочки). Переменная \hat{C} является отклонением емкостей $C_{из}$ и \tilde{C} от значений в минимуме функционала Ω .

а \tilde{C}_m меньше \tilde{C}_* в 1.6 раза. Таким образом, концентрация доноров непосредственно у ГР Si–SiO₂ в 2.56 раза меньше, чем в объеме кремниевой подложки, что подтверждает тезис [5], высказанный во Введении, о роли процессов диффузии легирующей примеси при высокотемпературном окислении. Графики $v_s(V_g)$ и $p_{sq}(V_g)$ показаны на рис. 2 и 3.

Отметим хорошее выполнение неравенства (7а) в окне V_g , где ВФХ наиболее близка к идеальной (см. вставку к рис. 3). В данной области полевых напряжений величина $(C_{из})_m/Sq$ приближенно равна $5 \times 10^{12} \text{см}^{-2} \text{В}^{-1}$, а безразмерный изгиб зон в кремнии уменьшается от 7 до 0. Вычисленное по формуле (11) значение Ω_{ex} составляет $1.254 \times 10^{18} \Phi^{-2} \text{В}^{-2}$. На рис. 4 приведены зависимости функционала (9) от $C_{из}$ и \hat{C} вблизи точки минимума.

Показаны три функции Ω от переменной \hat{C} , являющейся отклонением емкостей от значений в минимуме:

$$\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m), \quad \Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \hat{C}),$$

$$\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m + \hat{C}).$$

Поскольку

$$\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m) = \Omega_{\min} + A \frac{\hat{C}^2}{2},$$

$$\Omega((C_{из})_m, \tilde{C}_m + \hat{C}) = \Omega_{\min} + D \frac{\hat{C}^2}{2},$$

то из сопоставления кривых 1 и 2 на рис. 4 с данными формулами получаем

$$A = 4.9 \times 10^{37} \Phi^{-4} \text{В}^{-2}, \quad D = 3.3 \times 10^{41} \Phi^{-4} \text{В}^{-2}.$$

Отметим, что при одинаковых величинах \hat{C} разница значений функционала у кривых 3 и 2 мала — она на два порядка меньше, чем Ω . Для кривой 3 на рис. 4 справедливо равенство

$$\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m + \hat{C}) = \Omega_{\min} + \left(\frac{A + D}{2} + B \right) \hat{C}^2,$$

но

$$\Omega((C_{из})_m + \hat{C}, \tilde{C}_m + \hat{C}) \approx \Omega_{\min} + D \frac{\hat{C}^2}{2}.$$

Поэтому для определения значения коэффициента B приходится вычитать одно большее число из другого, практически равного ему по величине. Эта некорректная операция приводит к выходу за пределы точности расчетов и невозможности нахождения надежного значения B . Таким образом, в соответствии с неравенствами (12б) отклонения значений емкостей, получающихся по развитому алгоритму, от точных не более следующих:

$$|(C_{из})_m - (C_{из})_{ex}| \leq 83 \text{ пФ}, \quad |\tilde{C}_m - \tilde{C}_{ex}| \leq 1 \text{ пФ}.$$

Следовательно, для наших образцов точность определения емкости окисла составляет 6.6% (точнее говоря, речь идет о комбинации $C_{из}C_e/(C_{из} + C_e)$), а емкости полупроводника в состоянии плоских зон — 0.6%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирован алгоритм определения из экспериментальных высокочастотных ВФХ Si–МОП-структур со сверхтонким слоем окисла кремния емкости изолирующего промежуточного слоя и концентрации легирующей примеси непосредственно у ГР Si–SiO₂. Получены выражения для оценки предельной погрешности развитого подхода. Применение разработанного метода и иллюстрация теоретических результатов на экспериментальных характеристиках реальной Si–МОП-структуры показали его достаточно высокую точность и возможность использования при высокочастотных измерениях. Подчеркнем еще раз перспективность высокочастотных измерений при электрофизических исследованиях настоящих и будущих наноразмерных структур. Понятие «высокочастотные» накладывает определенные требования только на периоды тестирующего сигнала. Они должны быть много меньше характерных времен перезарядки ЭЛ и рождения дырок; успевать реагировать на тест должны только свободные электроны. Зато скорости изменения полевого напряжения и других внешних воздействий на образец могут быть произвольными. Это позволяет исследователям проводить

высокочастотные эксперименты в самых разных физических условиях: от квазистационарных до измерений во времени после ступенчатого изменения внешнего фактора. Большой объем вычислений, необходимый для обработки данных ВФХ, компенсируется построением в зависимости от изменения внешних параметров таких важных характеристик структуры, как изгиб зон в полупроводнике, падение напряжения на изолирующей промежутке и суммарная плотность заряженных ЭЛ и неосновных носителей заряда.

Укажем также на возможности использования разработанного алгоритма для структур металл–диэлектрик–полупроводник с изолирующим слоем из заменяющих окисел кремния материалов. В связи с неизбежным уменьшением толщин новых изоляторов у исследователей и разработчиков возникнет необходимость учитывать влияние переходных слоев на величины емкостей диэлектрических промежутков. Методы определения по экспериментально полученным ВФХ подобных структур емкостей изолирующих слоев могут быть развиты на основе предложенного в данной работе подхода.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН (№ 075-01110-23-01).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zwanenburg F.A., Dzurak A.S., Morello A. et al. // Rev. Mod. Phys.* 2013. V. 85. № 3. P. 961. DOI:10.1103/RevModPhys.85.961.
2. *Черняев М.В., Горохов С.А., Патюков С.И., Резванов А.А. // Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника.* 2022. № 3. С. 31. DOI: 10.7868/S2410993222030058.
3. *Muller D.A., Sorsch T., Moccio S. et al. // Nature.* 1999. V. 399. № 6738. P. 758. DOI: 10.1038/21602.
4. *Sze S.M., Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices.* 3rd ed. N.Y.: John Wiley @ Sons, 2007.
5. *Nicollian E.H., Brews I.R. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.* N.Y.: John Wiley @ Sons, 1982.
6. *Гольдман Е.И., Кухарская Н.Ф., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТП.* 2019. Т. 53. № 1. С. 46. DOI: 10.21883/FTP.2019.01.46985.8802.
7. *Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайнер Р. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников.* М.: Наука, 1981. С. 22.
8. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Физика полупроводников и полупроводниковых приборов. Электронные свойства легированных полупроводников.* М.: Наука, 1979. С. 316.
9. *Барабан А.П., Булавинов В.В., Коноров П.П. Электроника слоев на кремнии.* Л.: Изд-во ЛГУ, 1988.
10. *Lonnum L.F., Johannessen J.S. // Electron. Lett.* 1986. V. 22. № 9. P. 456. DOI: 10.1049/el:19860310
11. *Kevin J.Y., Chenming H. // IEEE Trans.* 1999. V. ED-46. № 7. P. 1500. DOI: 10.1109/16.772500

DETERMINATION OF CONSTANTS AND CONSTRUCTION OF FIELD DEPENDENCES OF PARAMETERS OF METAL-OXIDE-SEMICONDUCTOR STRUCTURES WITH ULTRATHIN LAYERS OF SILICON OXIDE BASED ON THEIR EXPERIMENTAL HIGH-FREQUENCY VOLTAGE-CAPACITANCE-CHARACTERISTICS

D. A. Belorусov, E. I. Goldman, G. V. Chucheva*, I. A. Shusharin

Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Vvedensky sq. 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russian Federation

**E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru*

Received December 13, 2023, revised December 13, 2023, accepted January, 24, 2024

An algorithm has been developed for determining from experimental field dependences the high-frequency impedance of silicon structures with an ultrathin (less than 5 nm) SiO₂ layer of the insulating gap capacity and concentration of dopant directly at the Si-SiO₂ interface. Relations allowing to estimate marginal errors of the developed approach are obtained. The proposed method is applied to experimental characteristics of the metal-oxide-semiconductor structure with a thickness of SiO₂ 4.2 nm. It is shown that the developed algorithm has sufficiently high accuracy and accessibility for use in processing high-frequency measurement data.

Keywords: metal-oxide-semiconductor structures, ultrathin insulating layer, high-frequency voltage-capacitance-characteristics

УДК 538.9

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИМПЕДАНСА СТРУКТУР МЕТАЛЛ–ТРЕХСЛОЙНЫЙ ИЗОЛИРУЮЩИЙ ПРОМЕЖУТОК–КРЕМНИЙ К ХАРАКТЕРИСТИКАМ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева*

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

*E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 30.01.2024 г.

После доработки 30.01.2024 г.

Принято к публикации 25.02.2024 г.

На базе феноменологической модели высокочастотного импеданса проанализированы форма полевых характеристик и значения емкостей и проводимостей, измеренных в опытах на структуре металл–диэлектрик–полупроводник с трехслойным изолирующим слоем из двух разных сегнетоэлектриков и окисла кремния. Показано, что типичная для структур с изолятором из сегнетоэлектриков или диэлектриков форма графиков характеристик импеданса с двумя плато в области отрицательных и положительных полевых напряжений не свидетельствует о диэлектрическом качестве изолирующего промежутка. Отмечено, что наличие двух плато на экспериментальных графиках высокочастотных вольт-фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости данных структур не является доказательством реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике. Указано, что аномально большие, по сравнению с вычисленной на основе геометрической емкости изолирующего слоя, значения измеряемых составляющих импеданса могут быть связаны с высокой, близкой к металлической, проводимостью пленки окисла.

Ключевые слова: трехслойный изолирующий промежуток, высокочастотные характеристики импеданса структуры металл–диэлектрик–полупроводник, диэлектрическое качество изолирующего промежутка

DOI: 10.31857/S0033849424070084, EDN: NYVAVJ

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сегнетоэлектриков и диэлектриков как альтернативы изолирующих слоев SiO_2 ведутся уже несколько десятков лет [1–4]. Достигнуты успехи при создании ряда устройств на основе сегнетоэлектриков и получены элементы электроники, превосходящие по свойствам планарные кремниевые структуры [1]. Однако считать исследования близкими к завершению никак нельзя. До сих пор не удалось сформировать ячейки энергонезависимой памяти FeRAM, принцип считывания информации о состоянии которых основан на измерении проводимости каналов неосновных носителей заряда на поверхности полупроводника под затвором. Оказалось, что переходу поверхности полупроводника в состояние инверсии препятствует перезарядка электронных ловушек, сосредоточенных в переходном (буферном) слое на контакте с кремнием [5–7]. Другое, еще мало отработанное направление исследований, связано с изучением структур с несколькими изолирующими слоями

из материалов с разными свойствами. Так, пленка SiO_2 , выращенная на поверхности кремния в современных технологических условиях при термическом окислении [8], приводит к значительному снижению токов утечки и обуславливает меньшее, чем у контактов с собственным окислом, число оборванных связей Si. Использование изолятора с высокими нелинейно-оптическими свойствами сулит расширение возможных применений, а присутствие сегнетоэлектрика с рекордными значениями эффективной диэлектрической проницаемости позволяет рассчитывать на относительно небольшие величины управляющих напряжений.

Цель данной работы изучить электрофизические свойства структур типа металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на базе образцов $\text{Ni–Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3\text{–LiNbO}_3\text{–SiO}_2\text{–Si}$. Такая компоновка трех изолирующих слоев позволяет рассчитывать на сочетание всех заявленных выше преимуществ: сегнетоэлектрическая керамика $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ (BST) обладает высокими, близкими к 800, значениями

эффективной диэлектрической проницаемости; ниобат лития является известным материалом для реализации и наблюдения нелинейных оптических эффектов. Экспериментальные результаты, использованные в наших работах [5–7], были получены на объектах, выращенных на пластинах из *n*-кремния. Поэтому для изучения влияния типа проводимости подложки на характеристики МДП-структур в данной работе опыты проводились на образцах, выращенных на пластинах *p*-Si.

1. МОДЕЛЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИМПЕДАНСА И РЕАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР Ni-Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃-LiNbO₃-SiO₂-Si

Образцы для измерений (рис. 1) выращивали на подложках кремния КДБ 001 Ом·см, толщиной 460 мкм.

Термическое окисление пластин Si проводилось до достижения поверхностного слоя окисла

кремния толщины 200 нм. Перед осаждением ниобата лития подложку очищали в ультразвуковой ванне, затем уже в камере перед напылением в течение 5 мин проводили ионную очистку. Синтез слоя ниобата лития толщиной 200 нм проводили путем высокочастотного магнетронного распыления монокристаллической мишени конгруэнтного состава LiNbO₃ в среде аргона и кислорода без подогрева подложки в процессе роста. После синтеза образец отжигали в атмосферных условиях при температуре 700 °С в течение 1 ч. Далее структуру переносили на другую установку, где после предварительной очистки поверхности поверх пленки LiNbO₃ методом высокочастотного распыления поликристаллической мишени в атмосфере кислорода формировался слой Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃ толщиной 200 нм. Затем на поверхность BST наносили никелевые электроды с площадью 2.7×10⁻⁴ см² и толщиной 70 нм. Более детально конструкции установок и методика осаждения пленок описаны в [9, 10]. Измерения импеданса объектов с трехслойным изолятором проводили при комнатной температуре на частоте 1 МГц с низкой скоростью развертки полевого напряжения *V_g* 8 мВ/с с применением прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A. Подробности экспериментальной установки описаны в [11]. На рис. 2а и 2б представлены ВФХ и полевая зависимость проводимости структуры Ni-Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃-LiNbO₃-SiO₂-Si.

Расчет концентрации акцепторов *N_A* в полупроводнике через величину удельного сопротивления подложки приводит к значению *N_A* ≈ 1.25 × 10¹⁸ см⁻³. Емкость полупроводника в состоянии плоских зон *C* определяется выражением [12]

$$\tilde{C} = S \left(\epsilon_s q^2 N_A / 4T\pi \right)^{(1/2)},$$

где *q* — элементарный заряд, *T* — абсолютная температура в энергетических единицах, *S* — площадь полевого электрода, *ε_s* — диэлектрическая проницаемость кремния. При рассчитанном значении *N_A* и комнатной температуре величина *C* составляет 764 пФ. Даже если учесть, что из-за процессов диффузии при высокотемпературном окислении концентрация легирования, получающаяся по расчету из величины удельного сопротивления подложки, может в разы отличаться от истинной на поверхности Si [13], все равно величина *C* оказывается на порядок выше, чем максимальное значение измеряемой емкости *C* (рис. 2). Однако если изолирующий промежуток проявляет диэлектрические свойства *σ_{из}*/ω*C_{из}* << 1 (*σ_{из}*, *C_{из}* — проводимость и емкость изолятора, ω — циклическая частота тестирующего сигнала), то *C_{из}* должна быть меньше минимальной из емкостей каждого слоя. Для конкретных значений параметров нашей структуры емкости слоев удовлетворяют неравенствам *C_{SiO2}* << *C_{LiNbO3}* << *C_{BST}*, а для пленки

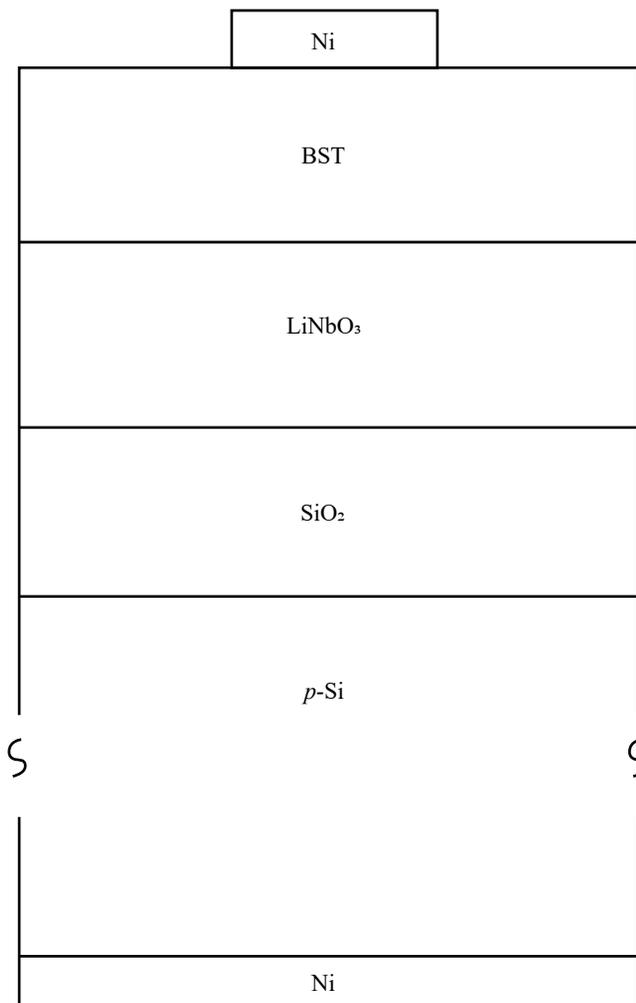


Рис. 1. Схема объектов исследования.

окисла кремния получается: $C_{\text{SiO}_2} \cong 4.7$ пФ. Здесь и далее C_{BST} и σ_{BST} , C_{LiNbO_3} и σ_{LiNbO_3} , C_{SiO_2} и σ_{SiO_2} — емкости и проводимости соответственно слоев BST, LiNbO₃ и SiO₂. Это означает, что только при обедняющих изгибах зон в кремнии, более 100 В (данная область полевых напряжений лежит за пределами пробоя структуры), емкости C_s (емкость полупроводника) и C_{SiO_2} сравниваются. Поэтому можно считать, что $C_{\text{из}} \ll C_s$ и подложка фактически играет роль металла. Главное противоречие с предположением о диэлектрических свойствах изолирующего промежутка связано с нарушением неравенств $C_{\text{из}} < C_{\text{SiO}_2} \ll C$ (рис. 2). Соотношение $C \gg C_{\text{из}}$ является аномальным для МДП-структур, для которых типично обратное неравенство $C < C_{\text{из}}$ [12].

Чтобы проанализировать возможные причины указанной аномалии, используем полученные

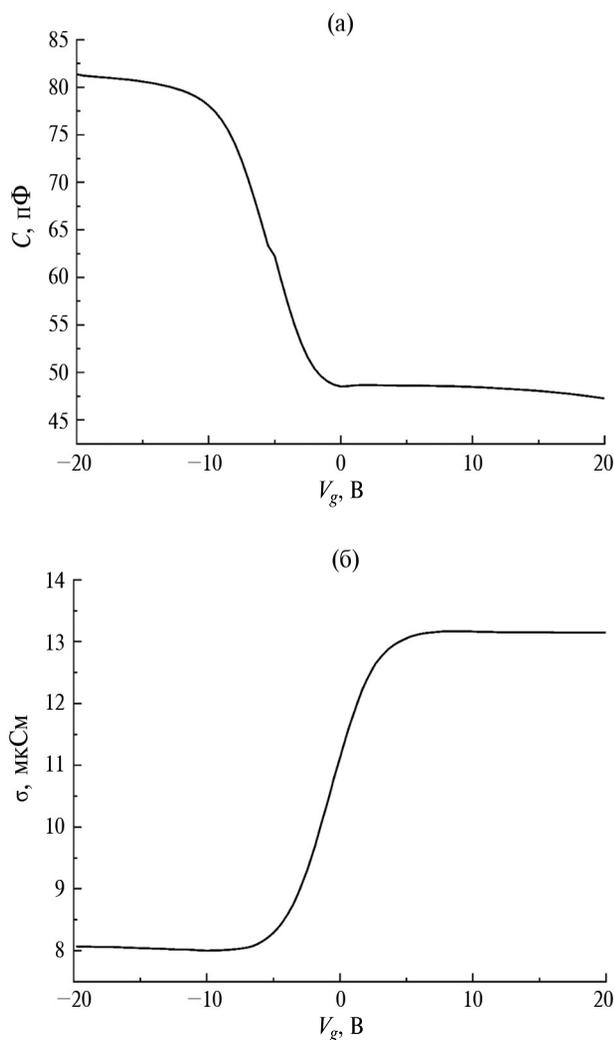


Рис. 2. Характеристики высокочастотного импеданса структуры Ni-Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃-LiNbO₃-SiO₂-Si: а — высокочастотная вольт-фарадная характеристика; б — зависимость высокочастотной проводимости от полевого напряжения. Направление измерений от -20 до 20 В.

в работе [5] общие феноменологические соотношения, которые являются мнимой и действительной частями высокочастотного импеданса и связывают емкости и проводимости элементов МДП-структуры:

$$\frac{\omega C}{(\omega^2 C^2 + \sigma^2)} = \frac{\omega C_{\text{из}}}{(\omega^2 C_{\text{из}}^2 + \sigma_{\text{из}}^2)} + \frac{1}{\omega C_s}, \quad (1)$$

$$\frac{\sigma}{\omega^2 C^2 + \sigma^2} = \frac{\sigma_{\text{из}}}{\omega^2 C_{\text{из}}^2 + \sigma_{\text{из}}^2} + R_b. \quad (2)$$

Здесь R_b — сопротивление положки Si. Для характеристик нашей структуры выполняются неравенства (рис. 2) $\omega C_s \gg \omega C > \sigma$ и $\sigma \gg R_b (\omega^2 C^2 + \sigma^2)$. В этих условиях из выражений (1) и (2) следует

$$C \cong C_{\text{из}}, \quad \sigma \cong \sigma_{\text{из}}. \quad (3)$$

Равенства (3) характерны для структур металл-диэлектрик-металл. Это обстоятельство согласуется с приведенным выше утверждением, что подложка фактически играет роль металла. Но в нашем случае по поводу диэлектрического качества изолирующего промежутка остаются вопросы, хотя и реальное отношение $\sigma_{\text{из}}/\omega C_{\text{из}} = (1.69 \dots 4.14) \times 10^{-2}$ достаточно мало (рис. 2). Дело в форме ВФХ: она такая же, как у МДП-структур, и в значениях емкости $C_{\text{из}}$: при увеличении V_g снижается от 80 до 50 пФ, что значительно больше рассчитанной величины $C_{\text{SiO}_2} \cong 4.7$ пФ.

Рассмотрим природу указанных несоответствий на основе модели высокочастотного импеданса нашей многослойной структуры. Для сегнетоэлектрической фазы веществ одномерная модель высокочастотного импеданса строго применима только в однодоменном состоянии, т.е. в случае сильных внешних электрических полей, выстраивающих поляризацию в каждой точке объема материала в одном и том же направлении. В этих условиях для импеданса изолятора, состоящего из трех слоев, имеем

$$(i\omega C_{\text{из}} + \sigma_{\text{из}})^{-1} = (i\omega C_{\text{BST}} + \sigma_{\text{BST}})^{-1} + (i\omega C_{\text{LiNbO}_3} + \sigma_{\text{LiNbO}_3})^{-1} + (i\omega C_{\text{SiO}_2} + \sigma_{\text{SiO}_2})^{-1}, \quad (4)$$

где i — мнимая единица. Разделяя в выражении (4) действительную и мнимую части, находим

$$\frac{C_{\text{из}}}{\sigma_{\text{из}}^2 + \omega^2 C_{\text{из}}^2} = \frac{C_{\text{BST}}}{\sigma_{\text{BST}}^2 + \omega^2 C_{\text{BST}}^2} + \frac{C_{\text{LiNbO}_3}}{\sigma_{\text{LiNbO}_3}^2 + \omega^2 C_{\text{LiNbO}_3}^2} + \frac{C_{\text{SiO}_2}}{\sigma_{\text{SiO}_2}^2 + \omega^2 C_{\text{SiO}_2}^2}, \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_{\text{из}}}{\sigma_{\text{из}}^2 + \omega^2 C_{\text{из}}^2} = \frac{\sigma_{\text{BST}}}{\sigma_{\text{BST}}^2 + \omega^2 C_{\text{BST}}^2} + \frac{\sigma_{\text{LiNbO}_3}}{\sigma_{\text{LiNbO}_3}^2 + \omega^2 C_{\text{LiNbO}_3}^2} + \frac{\sigma_{\text{SiO}_2}}{\sigma_{\text{SiO}_2}^2 + \omega^2 C_{\text{SiO}_2}^2}. \quad (6)$$

Из соотношения (5), а также из реализующихся на опыте условий $\sigma_{\text{из}}/\omega C_{\text{из}} \ll 1$, $C_{\text{из}} \gg C_{\text{SiO}_2}$ следует, что

$$C_{из} < \frac{\sigma_{SiO_2}^2 + \omega^2 C_{SiO_2}^2}{\omega^2 C_{SiO_2}} =$$

$$= C_{SiO_2} + \frac{\sigma_{SiO_2}^2}{\omega^2 C_{SiO_2}} \Rightarrow \frac{\sigma_{SiO_2}}{\omega C_{SiO_2}} \gg 1.$$

Таким образом, неравенство, указывающее на диэлектрические свойства изолирующих пленок, должно быть нарушено, как минимум, на слое с самой маленькой геометрической емкостью, т.е. на слое окисла кремния. Если пренебречь проводимостью пленок BST и LiNbO₃ и учесть соотношение $\sigma_{SiO_2}/\omega C_{SiO_2} \gg 1$, то из выражения (6) и равенств (3) следует оценка величины σ_{SiO_2} :

$$\sigma_{SiO_2} \approx \omega^2 C^2 / \sigma. \quad (7)$$

Из рис. 2 находим $\sigma_{SiO_2} = (7.0...29.4)$ мСм, что на несколько порядков больше измеряемых величин.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главный физический результат работы связан с обнаруженным фактом, что форма наблюдаемых кривых ВФХ и полевой зависимости проводимости не является доказательством диэлектрического качества изолирующего промежутка МДП-структуры. Оказывается, что в виде кривых зависимостей составляющих высокочастотного импеданса от напряжения не проявляется не только перезарядка электронных ловушек в буферном слое на границе раздела с кремнием [5–7], но и параметры диэлектрического качества изолирующих слоев. У нашей структуры с трехслойным изолятором форма указанных кривых (рис. 2) такая же, как у МДП-объектов со слоем сегнетоэлектрика или диэлектрика — содержит два плато в области отрицательных и положительных полевых напряжений. Однако, как выясняется из проведенного в разд. 1 анализа числовых значений измеряемых составляющих высокочастотного импеданса, пленка окисла кремния имеет аномально высокую для изолирующих слоев проводимость. Оценка ее величины дает значения в сотые Симменса, что близко к металлическим материалам. Этим обстоятельством и подтверждается заявленный в начале данного абзаца тезис о не проявлении в форме ВФХ и полевой зависимости проводимости следствий нарушений диэлектрических свойств изолирующего промежутка МДП-структуры.

Так же как и в случае экранирования проникновения внешнего поля в полупроводник за счет перезарядки электронных ловушек в буферном слое на контакте с кремнием [5–7], в нашей структуре наличие на ВФХ двух плато не свидетельствует о реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике. Проведенный в разд. 1 анализ показал, что в диапазоне

напряжений, при которых проведены измерения высокочастотного импеданса, состояние подложки изменяется вблизи плоских зон. Поэтому изгиб зон в полупроводнике мал и его поверхность не переходит в состояния ни инверсии, ни глубокого обогащения. Наблюдаемые (рис. 2) переходы кривых $C(V_g)$ и $\sigma(V_g)$ при $V_g \rightarrow \pm 20$ В в плато обусловлены реальной зависимостью проводимости слоя окисла кремния от полевого напряжения. Причем функция $\sigma_{SiO_2}(V_g)$ существенно не симметрична по отношению к полярности полевого напряжения — она в четыре раза уменьшается при переходе от отрицательных к положительным V_g . Высокая проводимость слоя SiO₂ проявляется в аномально большой величине измеряемой емкости МДП-структуры, которая оказывается заметно больше емкости изолирующего промежутка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Типичная для структур с изолятором из сегнетоэлектриков или диэлектриков форма графиков высокочастотных вольт-фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости в виде кривых с двумя плато не является доказательством диэлектрических свойств изолирующего промежутка.

2. Наличие на экспериментальных графиках высокочастотных вольт-фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости структур металл–диэлектрик–полупроводник двух плато не свидетельствует о реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10014, <https://rscf.ru/project/23-49-10014/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воротилов К.А., Мухомтов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства / Под ред. А.С. Сигова. М.: Энергоатомиздат, 2011.
2. Liu Y., Yang B., Lan Sh. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 15. P. 150501. doi.org/10.1063/5.0090739
3. Park J. Y., Yang K., Lee D. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. № 24. P. 240904. doi.org/10.1063/5.0035542
4. Wang B., Huang W., Chi L. et al. // Chem. Rev. 2018. V. 118. № 11. P. 5690. doi.org/10.1021/acs.chemrev.8b00045
5. Belorusov D.A., Goldman E.I., Chucheva G.V. // Ceramics Int. 2021. V. 47. № 15. P. 21248. doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.04.129

6. Белорусов Д.А., Гольдман Е.И., Чучева Г.В. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 11. С. 1887. doi.org/10.21883/FTT.2021.11.51592.154
7. Belorусov D.A., Goldman E.I., Chucheva G.V. // Ceramics Int. 2024. V. 50. № 6. P. 9678. doi.org/10.1016/j.ceramint.2023.12.286
8. Черняев М.В., Горохов С.А., Патюков С.И., Резванов А.А. // Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 2022. № 3. С. 31. doi.org/10.7868/S2410993222030058
9. Иванов М.С., Афанасьев М.С. // ФТТ. 2009. Т. 51. № 7. С. 1259.
10. Киселев Д.А., Афанасьев М.С., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТТ. 2015. Т. 57. № 6. С. 1134.
11. Гольдман Е.И., Ждан А.Г., Чучева Г.В. // ПТЭ. 1997. № 6. С. 110.
12. Sze S.M., Kwok K.Ng. Physics of Semiconductor Devices. 3rd ed. N.Y.: John Wiley @ Sons, 2007.
13. Nicollian E.H., Brews I.R. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology. N.Y.: John Wiley @ Sons, 1982.

APPLICATION OF HIGH-FREQUENCY IMPEDANCE MODEL OF METAL-THREE-LAYER INSULATING GAP-SILICON STRUCTURES TO CHARACTERISTICS OF REAL OBJECTS

D. A. Belorусov, E. I. Goldman, G. V. Chucheva*

Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Vvedensky Sq., 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russian Federation

**E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru*

Received January 30, 2024, revised January 30, 2024, accepted February 25, 2024

Based on the phenomenological model of high-frequency impedance, the shape of field characteristics and values of capacitances and conductivities measured in experiments on a metal-dielectric-semiconductor structure with a three-layer insulating layer of two different ferroelectrics and silicon oxide are analyzed. It is shown that the typical form of impedance characteristic graphs with two plateaus in the region of negative and positive field voltages for structures with an insulator made of ferroelectrics or dielectrics does not indicate the dielectric quality of an insulating gap. It is noted that the presence of two plateaus in experimental graphs of the high-frequency voltage-capacitance-characteristic and the field dependence of the conductivity of these structures is not evidence of the implementation of deep depletion and strong enrichment states in a semiconductor. It is indicated that abnormally large values of measured impedance components, compared with those calculated on the basis of the geometric capacitance of the insulating layer, may be associated with the high, close to metallic, conductivity of the oxide film.

Keywords: three-layer insulating gap, high-frequency impedance characteristics of the metal-dielectric-semiconductor structure, dielectric quality of the insulating gap

УДК 53.083

ФОРМИРОВАНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ НУТАЦИИ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ В ПРОТОЧНЫХ ЯДЕРНО-МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРАХ С БЫСТРЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ СКОРОСТИ ПОТОКА

© 2024 г. В. В. Давыдов^{a, b, *}, А. А. Гольдберг^a, Р. В. Давыдов^{a, b, c}

^aСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
ул. Политехническая, 29 литера Б, Санкт-Петербург, 195251 Российская Федерация

^bСанкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М. А. Бонч-Бруевича,
просп. Большевиков, 22, Санкт-Петербург, 193232 Российская Федерация

^cАлферовский университет,
ул. Хлопина, 8, корп. 3, Санкт-Петербург, 194021 Российская Федерация

*E-mail: Davydov_vadim66@mail.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023 г.

После доработки 01.01.2024 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

Рассмотрены проблемы, которые возникают при проведении экспериментов с использованием потоков жидких сред. Отмечены преимущества применения приборов на основе ядерного магнитного резонанса для контроля параметров потока как при проведении исследований, так и при промышленных измерениях параметров. Разработан новый метод формирования контура линии нутации с заданным профилем от потока жидкой среды с инверсией намагниченности и установлены особенности управления процессами формирования данного контура. Проведены экспериментальные исследования и доказана возможность применения нового метода для измерений расхода жидкости q при быстрых изменениях скорости потока. Предложены новые коэффициенты в уравнения Блоха, которые описывают движение трех компонент намагниченности (M_x' , M_y' и M_z') в катушке нутации в потоке жидкости в сильном неоднородном поле. Для различных параметров B_0 и q рассчитан контур линий нутации. Установлено минимальное значение неоднородности магнитного поля с учетом q и параметров текущей среды, которое надо обеспечить в секторе расположения катушки нутации при формировании контура линии на уровне шумов для реализации режима «магнитной» метки при измерениях q . Проведено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: ядерный магнитный резонанс, намагниченность, текущая жидкость, контур, линия нутации, скорость потока, погрешность измерения

DOI: 10.31857/S0033849424070099, EDN: NYUZFJ

ВВЕДЕНИЕ

Развитие новых технологий требует постоянного совершенствования методов и приборов для контроля различных физических величин явлений и параметров конденсированных сред [1–4]. Одна из сложных задач, которую сейчас приходится решать при проведении исследований, контроле различных технологических процессов и состоянии конденсированных сред, связана с измерениями в потоках жидких сред в реальном времени [3, 5–10]. С учетом постоянного повышения требований к точности измерений, расширению числа параметров, которые необходимы для определения состояния текущей среды, а также

к функциональным возможностям измерительных устройств предпочтение при работе с потоками жидкости все больше отдается применению бесконтактных приборов [3, 5–11]. Ядерно-магнитные расходомеры-релаксометры обладают неоспоримыми преимуществами при их использовании для контроля параметров потока жидких сред [7–10, 12–15] по сравнению с другими бесконтактными измерителями. Применение этих приборов позволяет решать сложные задачи, в которых другие бесконтактные приборы для реализации необходимых измерений или неприменимы, или не позволяют получить полную информацию о параметрах потока жидкости для принятия адекватного решения по результатам исследований.

В случае регистрации сигнала ядерно-магнитного резонанса (ЯМР) от текущей жидкости с использованием метода последовательности импульсов Карра–Парселла–Мельбума–Гилла или последовательности импульсов спинового эха при быстром изменении скорости потока в экспериментальных установках, а также в промышленных ЯМР расходомерах-релаксометрах, возникает ряд непреодолимых в настоящее время проблем. Эти проблемы связаны как с измерением времен продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации, так и с возможностью реализации отстройки частоты регистрации ЯМР-сигнала на резонансные частоты других ядер для получения дополнительной информации о составе текущей среды. Для обеспечения диапазона измерения расхода жидкости q в диапазоне двух порядков регистрация ЯМР-сигнала в расходомерах-релаксометрах осуществляется на резонансной частоте протонов, так как они, в отличие от других ядер, обладают наибольшей чувствительностью к методу ЯМР и содержатся в составе 99.8% жидких сред. Классический спектр, который регистрируется в ЯМР-спектрометрах с неподвижным образцом, в проточном ЯМР расходомере-релаксометре отсутствует.

Кроме того, для обеспечения измерений значения q , которое изменяется в диапазоне более двух порядков, при быстром изменении скорости потока требуются большие габариты магнитных систем. Длина всей конструкции прибора может достигать до 8...10 м, а масса до 4000 кг и более. Это создает огромные проблемы с монтажом, ремонтом и пр. Практические примеры данных проблем рассмотрены в [3, 13, 15–18].

Анализ работы программ управления работой промышленных ЯМР расходомеров-релаксометров (например, модель M-PHASE 5000) показал, что в них заложена функция перестройки параметров последовательности импульсов при переходе в измерениях от одной жидкой среды к принципиально другой (нефть или питательная вода в системах охлаждения). Это связано с изменениями значений T_1 и T_2 в исследуемых средах. При больших изменениях температуры текущей среды T значения T_1 и T_2 также изменяются. Это приведет к прекращению процесса измерения (нет автоматического переключения с достоверным выбором параметров последовательности) — среда не изменилась при эксплуатации прибора. Поэтому модели промышленных ЯМР-приборов разрабатываются для измерений параметров определенного класса текущих сред, что существенно ограничивает возможности эксперимента с их использованием.

Очень большая проблема при проведении экспериментов возникает при быстром значительном изменении расхода текущей жидкости, что приводит в приборе к выходу за диапазон измерения q (измерения в данный момент проводились

на краю диапазона). В этой ситуации измерения q прекратятся, и прибор надо будет перезапустить. Эксперименты придется начинать заново. Будет потеряно время, израсходована дополнительная электрическая энергия, в ряде случаев потрачены дополнительные материалы (например, химикаты и пр.).

Разработанные нами опытные модели ЯМР расходомеров-релаксометров, в которых для регистрации сигнала ЯМР применяется модуляционная методика, позволяют решить отмеченные проблемы с использованием для измерения q режима «магнитной» метки [10, 15–18]. В этих приборах «магнитная» метка была реализована с использованием модуляции постоянного магнитного поля в секторе размещения катушки нутации [10, 15–18]. Длительная эксплуатация ЯМР расходомеров-релаксометров с режимом «магнитной» метки позволила выявить ряд проблем, которые влияют на достоверность результатов экспериментальных исследований и промышленных измерений q .

В результате исследования было установлено, что существенное изменение T , которое приводит к изменению T_1 и T_2 , оказывает влияние на формирование структуры магнитной метки. Необходимо отметить, что для разных жидких сред и их смесей зависимости изменения T_1 и T_2 от T различаются. Все это вместе с изменением расхода q при смене рабочей жидкости или попадания в ее состав примесей приводит к увеличению погрешности измерения q , T_1 и T_2 до 3.0% и более, что неприемлемо как для научных исследований, так и промышленных измерений.

Для случаев проведения экспериментальных исследований с текущей средой при значениях q , которые близко расположены к верхнему пределу измеряемого расхода (данный режим часто применяется в токамаках и системах охлаждения экспериментальных реакторов), сбой в формировании магнитной метки при быстром изменении q (в сторону увеличения) приводит к прекращению измерений q . Экспериментальные исследования после перезапуска прибора необходимо будет начать заново. Это приводит к потере времени и расходу ресурсов. Кроме того, при продолжительных исследованиях есть вероятность повторения сбоя в формировании магнитной метки и прекращения измерений q .

Установленные нами в результате исследований закономерности существенно ограничивают функциональные возможности применения ЯМР расходомера-релаксометра с «магнитной» меткой для проведения экспериментальных исследований, решения производственных задач и других технических приложений.

Целью данной работы является разработка нового метода управления формированием контура линии нутации (ЛН) при изменении амплитуды регистрируемого сигнала ЯМР с инверсией

намагниченности от максимального значения до уровня шумов, применение которого не обладает отмеченными ограничениями. Использование этого метода должно позволить получать достоверные результаты измерения расхода жидкости q в большом диапазоне его изменения, при существенном изменении состава жидкости и в случаях быстрых изменений скорости потока.

1. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИИ НУТАЦИИ НА УРОВНЕ ШУМОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Проведенные нами исследования [10, 15–19] показали, что с увеличением неоднородности магнитного поля ΔB_0 в секторе расположения катушки нутации ширина ЛН Δf_n увеличивается. Кроме того, увеличение значения ΔB_0 приводит к уменьшению амплитуды регистрируемого ЯМР-сигнала с инверсией намагниченности, который используется для измерений q в ЯМР расходомерах-релаксометрах [10, 12, 15–19]. Проведенные нами исследования на разработанной ранее экспериментальной установке [15, 18, 19] показали, что изменения T потока жидкости оказывают влияние на амплитуду регистрируемого ЯМР-сигнала с инверсией намагниченности по причине изменения T_1 . В этом случае изменяются процессы намагничивания жидкости в магните-поляризаторе и ее размагничивания (за счет релаксационных процессов в рассеянных магнитных полях, когда она протекает от магнита-поляризатора до катушки регистрации ЯМР-сигнала). На рис. 1 представлены результаты исследований изменения контура ЛН от T для водопроводной воды. Анализ полученных данных показывает, что контур ЛН не изменяется

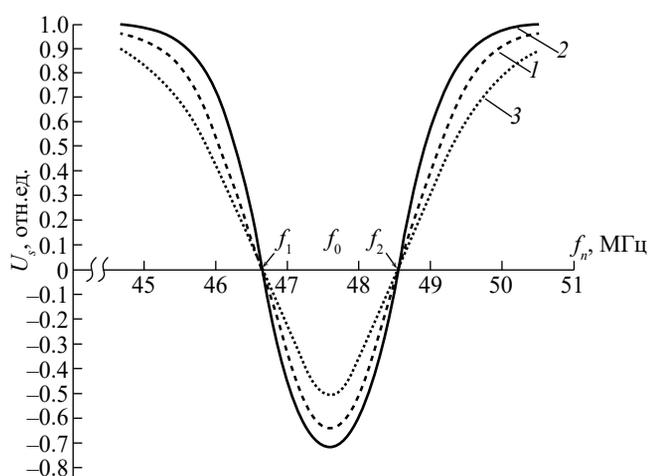


Рис. 1. Контур линии нутации на основе зависимости изменения амплитуды ЯМР-сигнала U_s от f_n для потока водопроводной воды при $T = 288.2$ (1), 293.1 (2) и 308.6 (3); расход воды $q_{\text{онт}} = 2.59$ мл/с; индукция поля $B_1 = 32.16$ мкТл.

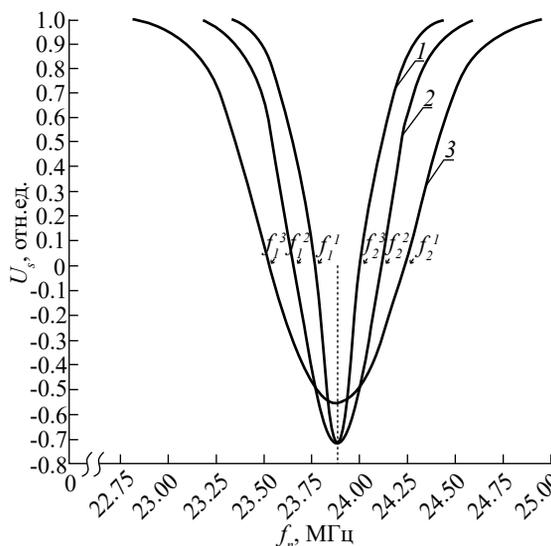


Рис. 2. Контур линии нутации на основе зависимости изменения амплитуды ЯМР-сигнала U_s от f_n для потока намагниченной жидкости (водопроводная вода) при индукции $B_0 = 0.56071$ Тл, $q_{\text{онт}} = 2.59$ мл/с и различных значениях неоднородности ΔB_0 (мТл·см⁻¹) и индукции B_1 (мкТл) соответственно: 5.58, 2.69 (кривая 1), 11.45, 2.69 (кривая 2), 17.01, 4.06 (кривая 3).

в отличие от режима «магнитной» метки, который сформирован с использованием модуляции постоянного магнитного поля в секторе размещения катушки нутации [15, 17, 18].

На рис. 2 представлены результаты исследования изменения контура ЛН от изменения значения ΔB_0 в секторе размещения катушки нутации. Анализ данных зависимости показывает существенное влияние неоднородности магнитного поля ΔB_0 на величину Δf_n (ширина ЛН). Необходимо также отметить, что при изменении ΔB_0 сокращается время t_n , за которое осуществляется взаимодействие поля B_1 с намагниченной жидкостью в катушке нутации в окрестности резонансной частоты $f_0 = \gamma B_0$ (γ – гиромагнитное отношение протонов). Это создает сложности с формированием сигнала ЯМР с инверсией намагниченности с максимальным отношением сигнал/шум, которое составляет по амплитуде максимум 72...75% от амплитуды сигнала ЯМР, регистрируемого при отключенной катушке нутации. Погрешность при измерениях в экспериментах увеличивается при увеличении значения ΔB_0 , достоверность полученных результатов снижается.

На основе проведенных исследований [10, 15, 17–20] и анализа разработок других ученых [3, 5, 7–9, 10, 11–13, 16, 21–25] нами предложен новый метод управления структурой ЛН с использованием воздействия сильного неоднородного магнитного поля на вектор намагниченности в катушке нутации с учетом установленных особенностей формирования контура ЛН в сильных неоднородных

полях. Управляя направлением вектора намагниченности в катушке нутации за счет изменения ΔB_0 , можно получить устойчивый к быстрому изменению расхода q режим его измерения, аналогичный режиму с использованием «магнитной» метки, в котором амплитуда ЯМР-сигнала формируется на уровне шумов.

На рис. 3 представлен разработанный нами лабораторный стенд с функцией ЯМР расходомера-релаксометра и возможностью управления неоднородностью магнитного поля в широких пределах в секторе размещения катушки нутации. Данная конструкция стенда обеспечивает возможность исследования особенностей формирования контура ЛН с инверсией намагниченности на уровне шумов и реализацию на основе этого явления нового режима измерения q в потоке жидкости.

Процессы создания намагниченности в текущей жидкости от циркулярного насоса 1 подробно рассмотрены во многих работах [3, 5, 7–10, 15, 17–20]. Необходимо отметить, что конструкции

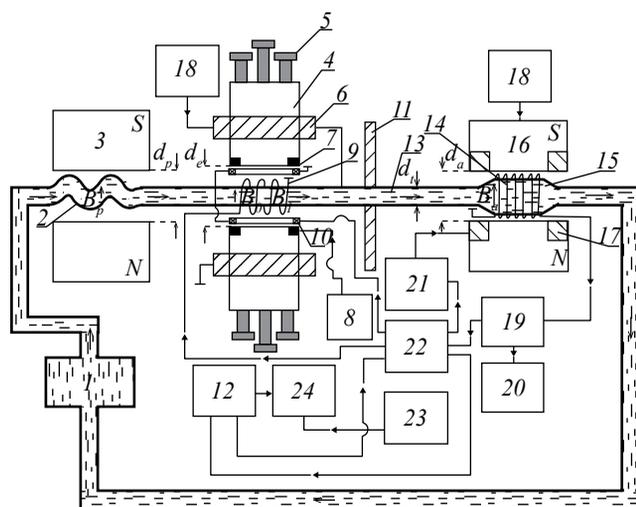


Рис. 3. Экспериментальный стенд для исследований потоков жидких сред в различных условиях с функцией ядерно-магнитного расходомера-релаксометра: 1 – циркулярный насос, 2 – сосуд специальной формы из немагнитного материала, 3 – магнит-поляризатор, 4 – полюсные наконечники электромагнита, 5 – регулировочные винты положения полюсов электромагнита, 6 – катушки магнитного поля для полюсных наконечников, 7 – коррекционные катушки, 8 – специальный блок питания коррекционных катушек, 9 – катушка нутации, 10 – катушки модуляции поля B_0 , 11 – магнитный экран, 12 – генератор нутации, 13 – соединительный участок трубопровода, 14 – катушка регистрации сигнала ЯМР, 15 – сосуд-анализатор, 16 – электромагнит с управлением значения поля B_a , 17 – катушки модуляции поля B_a , 18 – многофункциональный блок питания электромагнитов 6 и 16, 19 – устройство регистрации сигнала ЯМР, 20 – осциллограф, 21, 23 – радиочастотный генератор, 22 – устройство управления и обработки, 24 – частотомер двухканальный.

систем 2 и 3 (рис. 3) отличаются между собой индукцией магнитного поля, размерами и конфигурацией, а также диапазоном времен нахождения потока жидкости в поле B_p . Это время должно обеспечить при регистрации ЯМР-сигнала отношение сигнал/шум (С/Ш) > 2.5 [3, 5, 7–10, 15, 17–20, 22, 25] для проведения измерений с погрешностью менее 1%. В разработанной экспериментальной установке использовалось поле с $B_p = 1.272$ Тл при $d_p = 22$ мм с однородностью поля 0.0104 см $^{-1}$. Жидкость из системы 2 поступает в катушку нутации 9 по трубопроводу d_r , внутренний диаметр которого равен 3.0 мм.

Принципиально новым элементом в разработанной конструкции лабораторного стенда является специальный электромагнит, в котором значение B_0 изменяется от 0 до 1.427 Тл, неоднородность – от 0.0001 до 0.1 см $^{-1}$. Управление величиной неоднородности поля осуществляется с помощью специальных корректирующих катушек 7 и регулировочных винтов 5 (см. рис. 3). Магнитное поле создается между полюсными наконечниками с диаметром 150 мм, расстояние d_e между ними можно регулировать в пределах от 2 до 58 мм.

Созданные нами в электромагните широкие функциональные возможности позволяют управлять неоднородностью поля с различной скоростью, в том числе с использованием импульсного напряжения, которое подается на катушки 7. Поворот вектора намагниченности M_p в катушке нутации 9 осуществляется воздействием поля B_1 на текущую намагниченную жидкость. Под действием поля B_1 в катушке 9 вектор намагниченности M_p поворачивается на угол φ_n от направления поля B_p . Значение φ_n зависит от параметров магнитного поля в секторе расположения катушки 9. Особенностью управления контуром ЛН является то, что между катушками 9 и 14 для потока жидкости с намагниченностью действует условие адиабатической теоремы (ориентация вектора M_p не изменяется). Это позволяет сохранить форму контура ЛН с амплитудой на уровне шумов до момента регистрации ЯМР-сигнала в катушке регистрации 14, куда поступает поток жидкости по 13 из катушки 9.

В качестве магнита-анализатора 16 был использован электромагнит, так как необходима отстройка на различные резонансные частоты (по изменению индукции поля B_a) регистрации ЯМР-сигналов, на которых уровень внешних помех минимальный. В условиях лаборатории это соответствовало индукции $B_a = 0.354$ Тл. Между полюсами магнита в секторе расположения катушки регистрации 14 была обеспечена неоднородность поля 0.0001 см $^{-1}$ при $d_a = 1.8$ см (см. рис. 3). Для регистрации ЯМР-сигнала в лабораторном стенде применяли генератор слабых колебаний (автодин) [10–12, 15, 17, 20], к которому была подключена катушка регистрации 14. Структурно генератор

слабых колебаний является частью схемы регистрации 19 (см. рис. 3).

Для обеспечения возможности сравнения полученных нами экспериментальных данных с результатами исследований других работ все исследования на лабораторном стенде проводились с использованием потока водопроводной воды при температуре T , которая изменялась в диапазоне от 288 до 308 К (базовая температура жидкости при исследованиях $T = 293.1$ К). При $T = 293.1$ К времена релаксации водопроводной воды имеют следующие значения: $T_1 = 1.27$ с, $T_2 = 0.89$ мс. Сигнал ЯМР регистрировался на резонансной частоте протонов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТУРА ЛИНИИ НУТАЦИИ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В разработанном лабораторном стенде реализована функция ядерно-магнитного расходомера-релаксометра. Управление контуром ЛН, формирующимся в катушке нутации 9 (рис. 3) между полюсами 4 в электромагните, осуществлялось с использованием регулировочных винтов 5 и специальных коррекционных катушек 7 посредством изменения неоднородности поля ΔB_0 . Контроль значения неоднородности ΔB_0 осуществлялся по ширине ЛН $\Delta f_n = f_2 - f_1$ (f_2 и f_1 – частоты, при

которых амплитуда регистрируемого ЯМР-сигнала после воздействия поля B_1 равна нулю (см. рис. 1)).

На рис. 4 представлены результаты исследования влияния неоднородности магнитного поля ΔB_0 на изменение контура ЛН. Необходимо отметить, что амплитуда регистрируемого ЯМР-сигнала с инверсией намагниченности изменяется при изменении ΔB_0 . Для одного из вариантов сформированной ЛН (рис. 4, кривая 1) была измерена неоднородность магнитного поля в секторе расположения катушки нутации в электромагните, которая составила 29.01 ± 0.29 мТл·см⁻¹. Данный результат совпадает (в пределах погрешности измерений) с величиной неоднородности 29.09 ± 0.29 мТл·см⁻¹, измеренной с использованием измерителя магнитной индукции «Ш1-1», а также значением 28.96 ± 0.29 мТл·см⁻¹, измеренным тесламетром Measure ac & dc magnetic field DX-160 (компания Xiamen Dexing Magnet Tech. Co., Ltd).

Особенностью управления контуром ЛН в разработанном лабораторном стенде является применение двух режимов управления величиной неоднородности ΔB_0 . Реализованная особенность позволила получить два варианта ЛН для двух режимов формирования неоднородности магнитного поля в зоне размещения катушки нутации (рис. 5), которые представляют в дальнейшем интерес для измерения q . График 1 соответствует режиму формирования ΔB_0 с использованием регулировочных винтов 5 и специальных изготовленных

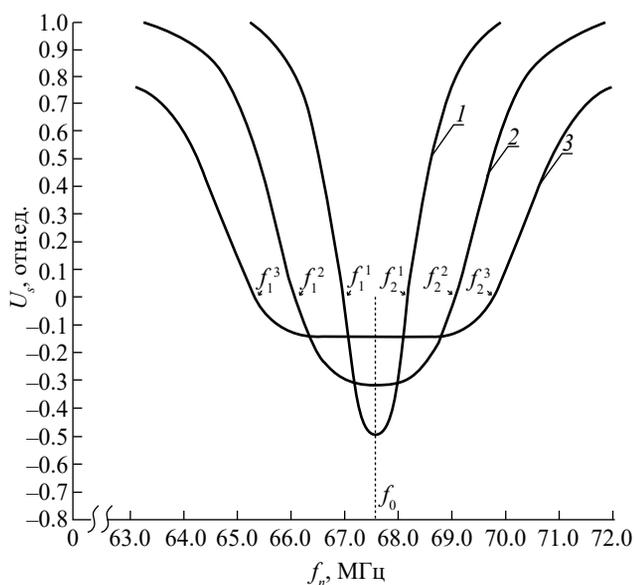


Рис. 4. Контур линии нутации потока водопроводной воды с намагниченностью при $q_{\text{опт}} = 2.59$ мл/с в поле $B_0 = 1.5871$ Тл (центральная зона между полюсными наконечниками магнитной системы) и различных значениях неоднородности магнитного поля ΔB_0 в зоне размещения катушки нутации (мТл·см⁻¹) и B_1 (мкТл): 29.36, 2.69 (кривая 1), 70.93, 3.42 (кривая 2), 98.88, 5.45 (кривая 3).

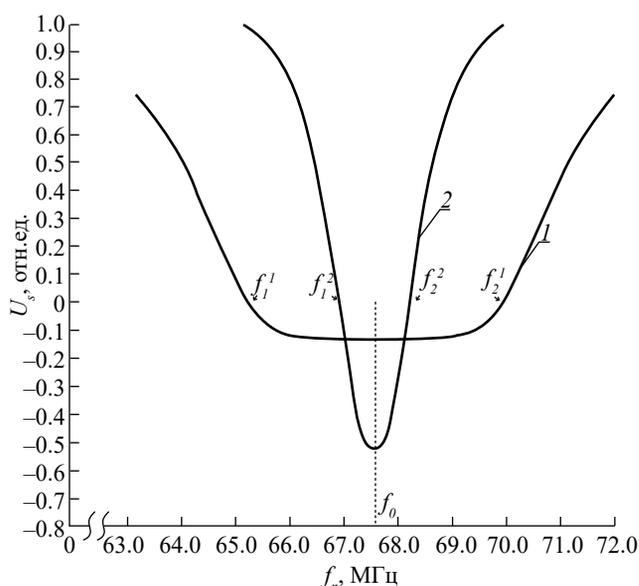


Рис. 5. Контур линии нутации потока водопроводной воды с намагниченностью при $q_{\text{опт}} = 2.59$ мл/с в поле $B_0 = 1.5871$ Тл (центральная зона между полюсными наконечниками магнитной системы) и различных значениях неоднородности магнитного поля ΔB_0 в зоне размещения катушки нутации (мТл·см⁻¹) и B_1 (мкТл): 27.62, 2.69 (кривая 1), 114.43, 5.67 (кривая 2).

коррекционных катушек 7 (неоднородность магнитного поля в хоне расположения катушки нутации выставлена на максимум). График 2 (см. рис. 5) соответствует преобразованию структуры ЛН при отключении катушек 7.

Анализ полученных результатов показал, что при значениях неоднородности магнитного поля ΔB_0 от 10^{-4} до 0.1271 Тл/см в разработанной конструкции экспериментального стенда – при внутреннем диаметре трубопровода 2 мм, внешний диаметр трубопровода 4 мм, диаметр каркаса катушки нутации 8 мм, длина катушки нутации 10 мм, расстояние между полюсами 14 мм и более – сформировать контур ЛН с инверсией намагниченности на уровне шумов не получится. Необходимо отметить, что увеличение расстояния между полюсами приводит к увеличению неоднородности магнитного поля ΔB_0 в относительных единицах, по абсолютной величине значение ΔB_0 может уменьшиться, так как с увеличением d_e значение B_0 уменьшается. Поэтому управление контуром ЛН с помощью изменения значения ΔB_0 за счет изменения d_e является нерациональным способом, который может создать неопределенность в измерениях. В приборном варианте такой способ в автоматическом режиме реализовать крайне сложно.

Вместе с тем установлено, что уменьшение амплитуды ЯМР-сигнала с инверсией намагниченности при увеличении ΔB_0 – ярко выраженная функция, которая стремится к нулю. При этом необходимо подстраивать значение B_1 , так как при изменении ΔB_0 сокращается зона взаимодействия поля B_1 с намагниченной жидкостью на резонансной частоте поля B_0 . Кроме того, с увеличением расхода жидкости происходит уменьшение времени t_n , за которое на намагниченную жидкость в катушке нутации действует поле B_1 :

$$t_n = V_n/q, \quad (1)$$

где V_n – объем катушки нутации, зависящий от диаметра трубопровода d_e .

Изменение t_n приводит к нарушению условия л-импульса, которое обеспечивает инверсию намагниченности [10–12, 17–20]. Это обстоятельство следует учитывать при разработке магнитной системы для управления формой ЛН.

Необходимо отметить, что в результате экспериментальных исследований было установлено, что в разработанном лабораторном стенде, который, по сути, является ЯМР расходомером-релаксометром (в нем заложены функции измерения q , T_1 и T_2), можно реализовать новый режим измерения расхода q с использованием принципа «магнитной» метки, который ранее формировался при модуляции поля B_0 [10, 15, 17, 18]. Измерения в данном режиме реализуются в цифровом коде 0 и 1. Формируется меандр, который исключает влияние многих факторов на результат измерения

длительности импульса и, соответственно, на погрешность определения q .

В конструкции лабораторного макета с функцией ЯМР расходомера-релаксометра (см. рис. 3) режим измерения q в цифровом коде 0 и 1 можно сформировать следующим образом. Разница между амплитудами сигналов ЯМР с инверсией намагниченности (см. рис. 5 (график 1 с широкой площадью по уровню (– 0.13 в относительных единицах)) и график 2 – близкий к классической неуширенной линии нутации) составляет более 3.5 раза.

Необходимо отметить, что особенностью управления контуром линии нутации в лабораторном стенде является то, что при изменении ΔB_0 с помощью регулировки положения полюсов 4 регулировочными винтами 5 разница между амплитудами сигналов ЯМР на графиках 1 и 2 (рис. 5) в 3.5 раз почти не изменится при изменении ΔB_0 в интервале от 0.056 до 0.127 Тл/см. Это позволит в дальнейшем сформировать контур линии нутации с инверсией намагниченности на уровне шумов для реализации устойчивого режима измерения q к быстрым изменениям скорости потока, как это реализовано в режиме «магнитной» метки с использованием модуляции магнитного поля B_0 [10, 15, 17, 18]. Сигнал ЯМР (рис. 5, кривая 1) при достижении уровня шумов после инвертированного операционного усилителя с коэффициентом усиления 4...5 будет в окрестностях нуля. Этот сигнал будет соответствовать для цифрового кода логическому нулю. Максимальная амплитуда U_{\max} сигнала ЯМР (кривая 2) после усиления будет равна 1.0, что соответствует логической единице. В результате сформируется сигнал для измерения времени протекания жидкой среды в форме меандра, что позволяет компенсировать большое число негативных факторов, как в [10, 15, 17, 18], которые влияют на измерение длительности импульса и соответственно на погрешность измерения q . Для формирования такого режима необходимо определить соотношения между ΔB_0 , B_1 и t_n с учетом расхода жидкости q , размеров катушки нутации, а также зависимость ΔB_0 от d_e .

Еще одной особенностью в проведении исследований контура линии нутации, которая обеспечивает возможность адекватного использования данных зависимостей для управления контуром линии, является обеспечение выполнения условия адиабатической теоремы в соединительном трубопроводе 13 (см. рис. 3) для потока намагниченной жидкости.

Стоит также отметить, что в текущей среде, которая используется в технологических процессах, может изменяться температура T , особенно в системах охлаждения ядерных реакторов, спектрометров, мощных электромагнитов, токамаков и ускорителей [10, 15, 17, 18]. Изменение температуры приводит к изменению значений T_1 и T_2 , которые оказывают влияние на режим формирования

«магнитной» метки, так как они входят в уравнения Блоха [26, 27]. Проведенные ранее нами исследования для режима формирования магнитной метки с использованием модуляции магнитного поля B_0 это подтверждают [10, 15, 17, 18]. Все это показывает, что отмеченные соотношения экспериментально определить крайне сложно и дорого, поэтому данную задачу более целесообразно решить с использованием математического моделирования.

3. НОВАЯ МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ КОНТУРОМ ЛИНИИ НУТАЦИИ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ

Движение компонент намагниченности текущей жидкости M_x , M_y и M_z в катушке нутации описывается уравнениями Блоха [26, 27]. В ранее проведенных исследованиях [10–12, 15, 17–20] потоков жидких сред было установлено, что амплитуда и фаза регистрируемого сигнала ЯМР с использованием модуляционной методики определяется значением и фазой компоненты M_z в катушке 9. Компоненты M_x и M_y затухают до катушки регистрации 14 ЯМР-сигнала в рассеянных магнитных полях между катушками 9 и 14 (рис. 3). Для решения задачи определения амплитуды и фазы компоненты M_z на выходе из катушки нутации 9 нами в уравнения Блоха вводится новый коэффициент $S(\Delta B_0)$, который учитывает изменение ΔB_0 в секторе расположения катушки нутации, а также время t_n , в течение которого на сегмент намагниченной текущей жидкости действует поле B_1 в катушке 9. С новым коэффициентом уравнения Блоха, трансформированные во вращательную систему координат по методу Вагнесса [26, 28, 29] принимают следующий вид:

$$dM_x''/dt + M_x''/T_2 = [\Delta f_n + S(\Delta B_0)]M_x'',$$

$$dM_y''/dt + M_y''/T_2 = [\Delta f_n + S(\Delta B_0)]M_x' - \gamma H_1 M_z',$$

$$dM_z'/dt + M_z'/T_1 \stackrel{(2)}{=} \gamma H_1 M_y' + M_0/T_1.$$

С учетом особенностей управления неоднородностью магнитного поля в используемом нами электромагните 4 (рис. 3) в секторе расположения катушки нутации 9, были разработаны пять вариантов функции, которая описывает изменение ΔB_0 по мере протекания намагниченной жидкости по катушке нутации 9:

$$1. S(\Delta B_0) = \left(\frac{\Delta B_0}{t_n}\right) \gamma t;$$

$$2. S(\Delta B_0) = \left(\frac{\Delta B_0}{t_n^2}\right) \gamma t^2 + \frac{\Delta B_0}{t_n} \gamma t;$$

$$3. S(\Delta B_0) = \left(\frac{\Delta B_0}{t_n}\right)^2 \gamma^2 t^2 + \left(\frac{\Delta B_0}{t_n}\right) \gamma t;$$

$$4. S(\Delta B_0) = \left(\frac{\Delta B_0}{t_n^2}\right) \gamma t^2;$$

$$5. S(\Delta B_0) = \left(\frac{\Delta B_0}{t_n^3}\right) \gamma t^3 + \left(\frac{\Delta B_0}{t_n}\right) \gamma + \frac{\Delta B_0}{t_n} \gamma t.$$

В качестве примера на рис. ба-бг представлены результаты расчета структуры ЛН от расстройки частоты Δf_n поля B_1 для $S(\Delta B_0)$, которая соответствует варианту 1.

Анализ полученных результатов показывает, что для формирования контура ЛН, форма которого воспроизводит режим магнитной метки на уровне шумов, необходимо обеспечить в секторе размещения катушки нутации 9 значение $\Delta B_0 = 0.27432$ Тл/см и более. Данное значение ΔB_0 определено через $\Delta f_n = 11.679781$ МГц, которое установлено по зависимости на рис. бг. Это минимальное значение ΔB_0 , которое необходимо обеспечить в секторе расположения катушки 9 для получения контура ЛН на уровне шумов. В реальной конструкции ЯМР расходомера-релаксометра необходимо будет ввести 15%-ный запас по дополнительному изменению значения ΔB_0 от определенного минимального значения ΔB_0 для получения контура ЛН с инверсией намагниченности на уровне шумов. Это позволит реализовать компенсацию различных температурных факторов, которые могут привести к изменению значения B_0 с последующим изменением ΔB_0 , что также надо компенсировать. Отмеченное обстоятельство является еще одной особенностью формирования контура ЛН с инверсией намагниченности на уровне шумов в сильных неоднородных полях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами результаты подтверждают возможность с учетом установленных особенностей управлять формой контура ЛН с помощью сильного неоднородного магнитного поля. Это позволяет при определенных значениях ΔB_0 сформировать от потока жидкости с инверсией намагниченности ЯМР-сигнал на уровне шумов, как в ранее разработанном режиме «магнитной» метки. Необходимо отметить, что полученный контур ЛН устойчив к изменению температурного режима текущей жидкости в пределах 105 °С (возможно, и больше). Для проверки на более высокие температуры необходима специальная система по разогреву текущей жидкости. Автоматически это означает, что контур ЛН также устойчив к изменению температуры окружающей среды. Наличие температурной устойчивости исключает ошибки при проведении исследований или промышленных

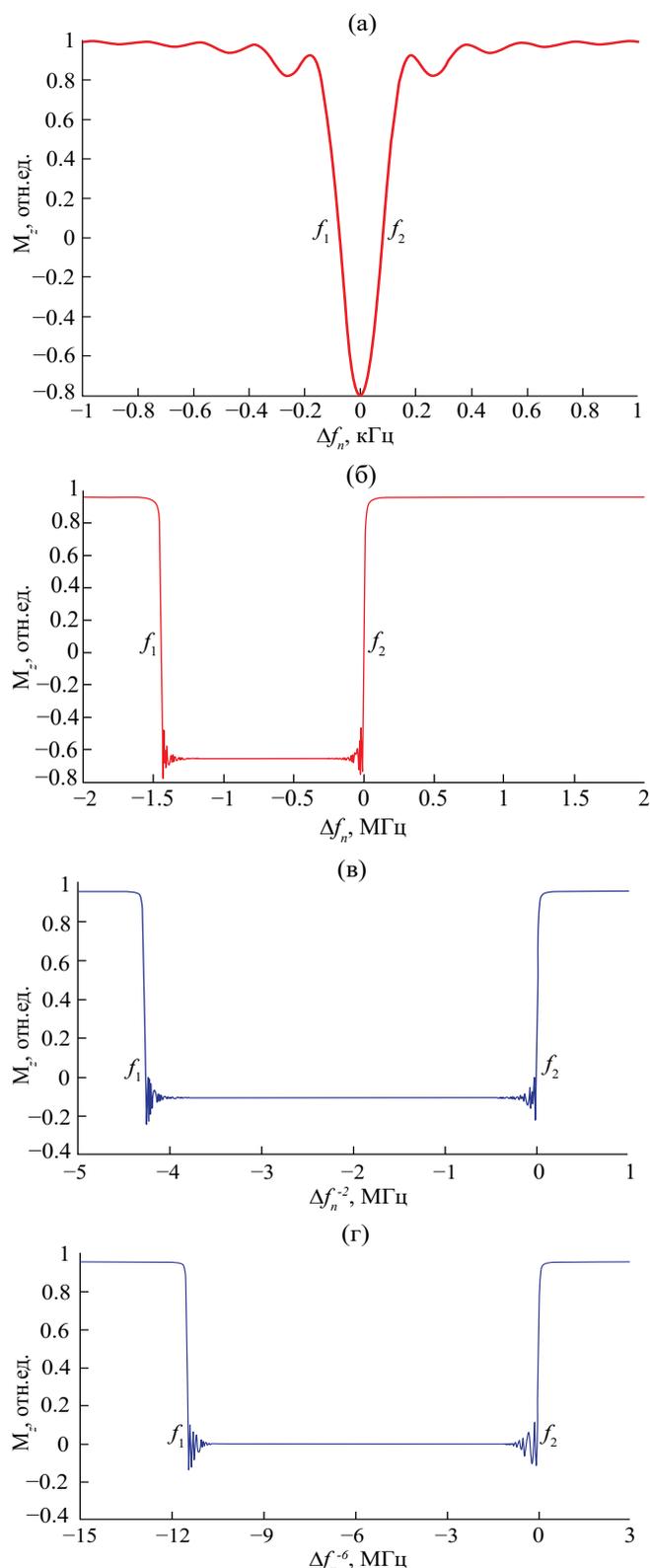


Рис. 6. Контур линии нутации по результатам расчета компоненты намагниченности M_z для потока водопроводной воды при $t_n = 62$ мс, $T_1 = 1.27$ с, $T_2 = 0.89$ мс и различных значениях неоднородности магнитного поля ΔB_0 в зоне размещения катушки нутации (мТл·см⁻¹) и B_1 (мкТл): а) 0.0047, 2.69; б) 34.9252, 3.11; в) 102.0519, 5.45; г) 274.3253, 12.97.

измерений для контроля параметров потока жидких сред. В ранее разработанных конструкциях ЯМР расходомеров-релаксометров с использованием режима «магнитной» метки, сформированной с применением модуляции поля B_0 [10, 15, 17, 18], обеспечить такой устойчивый режим работы было невозможно.

Разработанная математическая модель с новым коэффициентом для уравнений Блоха позволила установить зону Δf_{nn} , в которой формируется сигнал ЯМР с инверсией намагниченности на уровне шумов с использованием управления неоднородностью магнитного поля в секторе размещения катушки нутации. Эта зона составляет по частоте порядка 11 МГц (с учетом отмеченного 15%-ного запаса на изменение температуры T текущей среды). Анализ данных, полученных нами для разработанных ранее конструкций ЯМР расходомеров-релаксометров с применением для измерения q режима «магнитной» метки, которая формируется с использованием модуляции поля B_0 [10, 15, 17, 18], показал, что значения $\Delta f_{nn} \approx 60$ кГц достаточно для обеспечения устойчивых измерений q при резком изменении скорости потока в три раза. Это позволяет сделать вывод, что новый метод формирования контура ЛН обеспечивает устойчивую работу прибора во время исследований при резком изменении скорости потока жидкости минимум на порядок и больше, что в ряде случаев происходит на экспериментальном реакторе или в системах охлаждения токамаков и ускорителей частиц. Этого достаточно для проведения исследования с использованием потоков жидких сред продолжительное время.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gizatullin B., Gafurov M., Vakhin A. et al.* // Energy and Fuels. 2019. V. 33. № 11. P. 10923.
2. *Marusina M.Y., Karaseva E.A.* // Asian Pacific J. Cancer Prevention. 2018. V. 19. № 10. P. 2771.
3. *Zargar M., Johns M.L., Aljindan L.M. et al.* // SPE Production & Operation, 2021. V. 36. № 2. P. 423.
4. *Gizatullin B., Gafurov M., Rodionov A. et al.* // Energy and Fuels. 2018. V. 32. № 11. P. 11261.
5. *Marusina M.Y., Bazarov B.A., Galaidin P.A. et al.* // Measurement Techniques. 2014. V. 57. № 5. P. 461.
6. *Davydov V., Gureeva I., Davydov R., Dudkin V.* // Energies. 2022. V. 15. № 2. P. 457.
7. *Kashaev R.S., Kien N.C., Tung T.V., Kozelkov O.V.* // J. Appl. Spectroscopy. 2019. V. 86. № 5. P. 890.
8. *Marusina M.Y., Bazarov B.A., Galaidin P.A. et al.* // Measurement Techniques. 2014. V. 57. № 6. P. 580.
9. *O'Neill K.T., Brancato L., Stanwix P.L. et al.* // Chem. Eng. Sci. 2019. V. 202. P. 222.

10. Давыдов В.В. // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 121. № 1. С. 20.
11. Eremina R., Gippius A., Gafurov M. // Appl. Magnetic Resonance. 2023. V. 54. № 4-5. P. 435.
12. Жерновой А.И., Дьяченко С.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 4. С. 118.
13. Deng F., Xiao L., Wang M. et al. // Appl. Magnetic Resonance. 2016. V. 47. № 10. P. 1239.
14. Sadovnikova M.A., Murzakhanov F.F., Mamin G.V., Gafurov M.R. // Energies. 2012. V. 15. № 17. P. 6204.
15. Davydov R., Davydov V., Myazin N., Dudkin V. // Energies. 2022. V. 15. № 5. P. 1748.
16. Deng F., Xiong C., Chen S. // Petroleum Exploration and Development. 2020. V. 47. P. 855.
17. Давыдов В. В., Мязин Н. С., Давыдов Р.В. // Измерительная техника. 2022. №6. С. 52.
18. Давыдов В. В., Мязин Н. С., Давыдов Р.В. // Измерительная техника. 2022. №4. С. 49.
19. Давыдов В. В., Величко Е. Н., Дудкин В. И., Карсеев А. Ю. // Метрология. 2014. № 5. С. 32.
20. Давыдов В.В., Дудкин В.И., Николаев Д.И. и др. // РЭ. 2021. Т. 66. №10. С. 1017.
21. Кашаев Р. С., Козелкова В. О., Овсенко Г. А. и др. // Измерительная техника. 2023. №5. С. 52.
22. Deng F., Xiong C., Chen S. // Petroleum Exploration and Development. 2020. V. 47. P. 855.
23. Fouilloux P., Assifaoui A., Rachocki A. et al. // Intern. J. Biol. Macromol. 2023. V. 253. P. 126307.
24. Safullin K., Kuzmin V., Bogaychuk A. et al. // J. Petroleum Sci. Eng. 2022. V. 210. P. 110010.
25. Cao G., Gao S., Xiong B. // Sci. Reports. 2023. V. 13. № 1. P. 4558.
26. Leshe A. Nuclear Induction. Berlin: Verlag Wissenschaften, 1963.
27. Abragam A. The Principles of Nuclear Magnetism. Oxford: Clarendon Press, 1961.
28. Jacobsohn B.A., Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1948. V. 73. № 9. P. 942.
29. Bloch F., Wangsness R.K. // Phys. Rev. 1950. V. 78. № 1. P. 82.

FORMATION OF A NUTATION LINE CONTOUR UNDER CONDITIONS OF A STRONG INHOMOGENEOUS FIELD IN FLOW-THRU NUCLEAR MAGNETIC SPECTROMETERS WITH A RAPID CHANGE IN FLOW VELOCITY

V. V. Davydov^{a, b, *}, A. A. Gol'dberg^a, R. V. Davydov^{a, b, c}

^{a, b}Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University,
Polytechnicheskaya Str, 29, St.Petersburg, 195251 Russian Federation

^bBonch-Bruевич Saint Petersburg State University of Telecommunications,
Bol'shevnikov Ave., 22, St.Petersburg, 193232 Russian Federation

^cAlferov University,
Khlopina Str., 8, build.3, St.Petersburg, 194021 Russian Federation

*E-mail: Davydov_vadim66@mail.ru

Received November, 24, 2023, revised January, 11, 2024, accepted January 25, 2024.

The problems arising in experiments using liquid flows are considered. The advantages of using nuclear magnetic resonance-based devices for flow parameter control both in research and in industrial parameter measurements are noted. A new method for forming a nutation line contour with a given profile from a liquid flow with magnetization inversion has been developed, and the features of controlling the processes of this contour formation have been established. Experimental studies have been conducted and the possibility of applying the new method for measuring the liquid flow rate q with rapid changes in the flow velocity has been proven. New coefficients in the Bloch equations are proposed that describe the motion of three magnetization components (M_x' , M_y' and M_z') in the nutation coil in a liquid flow in a strong inhomogeneous field. The nutation line contour has been calculated for various parameters B_0 and q . The minimum value of the magnetic field inhomogeneity has been established taking into account q and the parameters of the current medium, which must be ensured in the nutation coil location sector when forming the line contour at the noise level to implement the “magnetic” mark mode when measuring q . A comparison of theoretical calculations with experimental data was carried out.

Keywords: nuclear magnetic resonance, magnetization, flowing liquid, contour, nutation line, flow velocity, measurement error

УДК 537.311.322

ДИНАМИКА РАЗМЕРНОГО РЕЗОНАНСА СОБСТВЕННОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ПИКОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, В КОТОРОЙ ЭТО ИЗЛУЧЕНИЕ НАВОДИТ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ И ОСЦИЛЛЯЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2024 г. Н. Н. Агеева^а, И. Л. Бронева^{а, *}, А. Н. Кривонос^а^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: bil@cplire.ru

Поступила в редакцию 26.09.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.

Принята к публикации 27.10.2023 г.

Обнаружено коррелированное влияние размерного резонанса на параметры огибающей импульса спектральной компоненты стимулированного пикосекундного излучения гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которое наводит брэгговскую решетку населенности электронов в активной области слоя GaAs, делая последнюю фотонным кристаллом, и возбуждает осцилляции населенности со временем. Установлено, что чаще новый изучаемый вид размерного резонанса — это следствие закона минимальной диссипации.

Ключевые слова: Динамика, размерный резонанс, гетероструктура, стимулированное пикосекундное излучение, фотонный кристалл, осцилляции населенности электронов в полупроводнике, модуляция излучения, закон минимальной диссипации

DOI: 10.31857/S0033849424070106, EDN: NYQSTR

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное стимулированное пикосекундное излучение (далее — излучение) возникает в слое GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в начале оптической мощной пикосекундной накачки слоя. Излучение наводит брэгговскую решетку населенности электронов (создает распределенный брэгговский отражатель, РБО) в активной области слоя, тем самым превращая область в активный фотонный кристалл. Излучение также возбуждает осцилляции населенности электронов с частотой 0.1...1 ТГц, зависящей от интенсивности излучения. Подробнее см. в обзоре [1]. В работе [2] на зависимостях интегральной по времени энергии спектральной компоненты излучения от расстояния Y центра активной области до торца гетероструктуры, из которого выходило наружу измерявшееся излучение, были обнаружены локальные максимумы (ЛМ). В работе [3] это явление исследовали, измеряя зависимости от Y интегральной по времени энергии всего спектра излучения и энергии спектральных компонент излучения. Зависимости были измерены при избранных значениях энергии накачки W_{ex} . Выделявшиеся среди

прочих своей величиной ЛМ, возникавшие при некоторых сочетаниях Y и W_{ex} , представляли, как выяснилось, размерные резонансы (РР) нового типа. Вообще РР — это локальное усиление физического явления, возникающее при определенных соотношениях между геометрическими параметрами протекающих физических процессов и образца. В [3] эмпирически были установлены условия, при которых образуются обнаруженные РР. В основном это условия кратности отношений названных геометрических параметров. При этом было не до конца ясным, чем вызвана добавка энергии при таких условиях, т.е. РР. Неизвестно было и то, как при этой добавке меняются параметры огибающей импульса излучения, т.е. параметры изменения интенсивности излучения в реальном времени t . Данная работа позволила продвинуться в решении этих вопросов. В ней при фиксированном Y , удовлетворяющем одному из условий образования РР, экспериментально исследовано изменение с W_{ex} параметров огибающей $I_s(t)$ спектральной компоненты излучения (I_s — интенсивность компоненты). Обнаружены модуляции измеренных зависимостей, вызванные РР, и корреляции между ними.

Они же позволили установить, что два из трех исследуемых РР — это проявление закона минимальной диссипации. Согласно этому закону при вероятности развития процесса в некотором множестве термодинамически допустимых направлений реализуется то, которое обеспечивает минимум рассеяния энергии, или минимум диссипативных потерь. Добавим, что были выполнены и измерения огибающей спектральной компоненты излучения при различных Y и фиксированной W_{ex} . Они дали прямое экспериментальное подтверждение ранее сделанной оценки одного из главных параметров зигзагообразных траекторий движения излучения в гетероструктуре, изначально задаваемого РБО. А это еще и означало, что граничные условия для образования РБО, установленные ранее [1], соответствовали минимальной диссипации.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты выполнялись на спектрофотохронометрическом лазерном пикосекундном комплексе, описанном в [1]. Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ – $GaAs$ – $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ с толщиной слоев соответственно 1.3:1.5:1.2 мкм. Часть площади гетероструктуры, включая один ее торец, была освобождена от подложки. Эту часть окаймляла с трех сторон, как рама, оставшаяся часть подложки (рис. 1). Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см^{-3} . Слои $Al_xGa_{1-x}As$

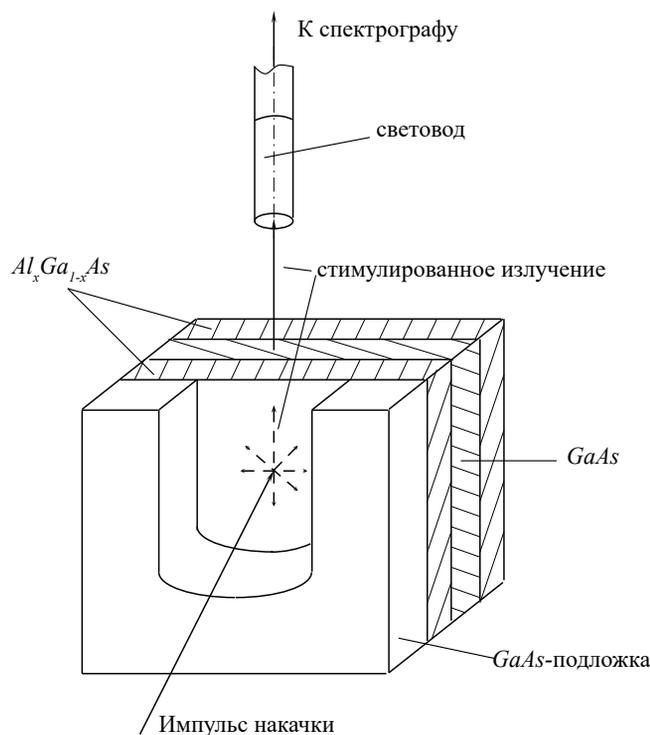


Рис. 1. Схема эксперимента.

предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности и прозрачны для света, используемого в эксперименте.

Слой GaAs подвергался оптической накачке (*excitation*) мощным световым импульсом длительностью на полувысоте (FWHM) ≈ 10 пс и с энергией фотона 1.56 эВ. Диаметр (FWHM) луча накачки и создаваемой ею активной области слоя GaAs равнялся $D_{ex} \approx 0.5$ мм. Расстояние центра активной области до освобожденного от подложки торца гетероструктуры, излучение из которого исследовалось, исходно составляло $Y_0 \approx 1$ мм. Уже в начале накачки в слое GaAs возникло интенсивное стимулированное пикосекундное излучение (подробнее см. [4]). Часть излучения, выходявшего из торца гетероструктуры и расположенного в максимуме диаграммы направленности, попадала в кварцевый световод, по которому транспортировалась к входной щели двойного спектрографа. Промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа была раскрыта так, чтобы пропускать компоненту излучения спектральной шириной 5 мэВ с максимумом при $\hbar\omega = 1.384$ эВ (далее — s -компонента). Спектрограф был в режиме вычитания дисперсии, чтобы на выходе из него s -компонента имела ту же форму огибающей, что и на входе. Изменение интенсивности I_s со временем выделенной таким образом s -компоненты преобразовывалось в скоростной электронно-оптической камере (ЭОК) в изменение интенсивности света в пространстве, регистрировавшееся прибором с зарядовой связью (ПЗС-камерой). Полученное таким образом представление огибающей $I_s(t)$ s -компоненты далее называется хронограммой.

Сначала измерили при нескольких фиксированных W_{ex} хронограммы s -компоненты в функции от сдвига δY образца относительно его исходного положения. Положительный сдвиг δY приближал активную область к торцу образца. Энергия W_Σ s -компоненты определялась по площади хронограммы и тем самым была тоже параметром огибающей. Из этих измерений определили значение $\delta Y \approx 110$ мкм, при котором наблюдался один из ЛМ на зависимости $W_\Sigma(\delta Y)$. Сохраняя далее фиксированным расстояние $Y \approx Y_0 - 0.11$ мм = 0.89 мм, были измерены хронограммы s -компоненты излучения при различных W_{ex} . Обнаружилось следующее.

Зависимость максимальной интенсивности I_s^{\max} s -компоненты (максимума хронограммы) от энергии W_{ex} модулирована ЛМ, разделенными интервалами $\Delta W_{ex} = 0.46$ и 0.41 отн.ед. (рис. 2, кривая 1). Подобно и скоррелированно с ней была модулирована зависимость $W_\Sigma(W_{ex})$ (кривая 2). Немонотонно спадающими оказались зависимости длительности хронограммы на полувысоте $T_{1/2}(W_{ex})$ (кривая 3) и момента времени, на который приходится максимум хронограммы, $t_{\max}(W_{ex})$ (кривая 4).

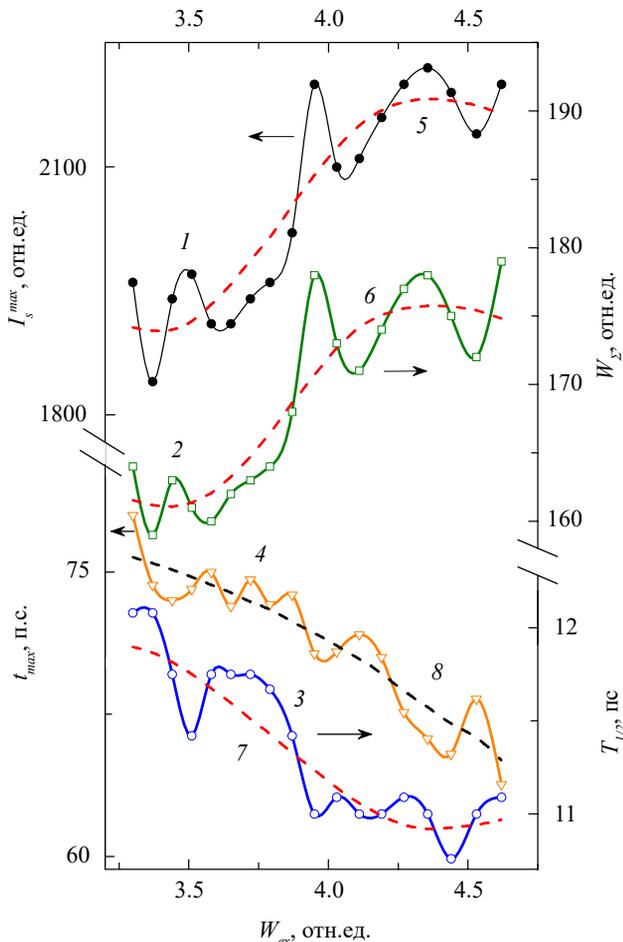


Рис. 2. Зависимость от энергии накачки W_{ex} при $\delta Y = 110$ мкм: кривая 1 — максимальной интенсивности I_s^{max} спектральной ($\hbar\omega = 1.384$ эВ) компоненты излучения (s -компоненты); кривая 2 — энергии s -компоненты W_Σ , пропорциональной и поэтому определенной по площади под хронограммой; кривая 3 — длительности s -компоненты на полувысоте $T_{1/2}$; кривая 4 — момента времени t_{max} , в который достигается максимум огибающей s -компоненты; кривые 5–8 — соответственно гладкие составляющие зависимостей 1–4.

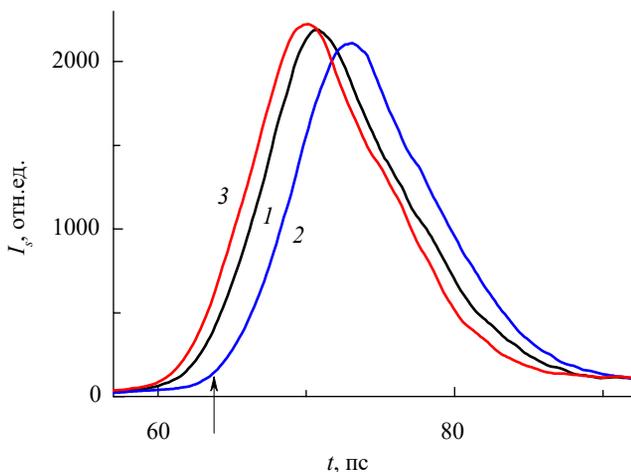


Рис. 3. Хронограммы s -компоненты для различных энергий накачки: $W_{ex} = 3.95$ (1), 4.11 (2) и 4.36 отн. ед. (3); вертикальная стрелка — см. пояснение в тексте.

При той W_{ex} , при которой на зависимости $W_\Sigma(W_{ex})$ располагается локальный минимум, излучение разгорается позже и интенсивность I_s^{max} меньше, чем при энергии W_{ex} , при которой расположен соседний ЛМ. Это иллюстрирует сравнение на рис. 3 хронограммы 2, измеренной при $W_{ex} = 4.11$ отн. ед., при которой расположен локальный минимум на зависимости $W_\Sigma(W_{ex})$, с хронограммами 1 и 3 при энергиях $W_{ex} = 3.95$ отн. ед. и 4.36 отн. ед., соответственно, при которых образовывались ЛМ.

Зависимость времени t_{max} от сдвига δY при энергии $W_{ex} = 3.46$ отн. ед., при которой наблюдается ЛМ на зависимости $W_\Sigma(W_{ex})$, оказалась тоже осциллирующей (рис. 4, кривая 1). Кроме того, при $\delta Y = 80$ мкм, где на зависимости $\Delta t_{max}(\delta Y)$ имеется локальный минимум, излучение еще и разгорается раньше, чем при $\delta Y = 85$ мкм, при котором на той же зависимости располагается локальный максимум (соседний с этим минимумом). Это очевидно из сравнения хронограмм, измеренных при указанных δY и представленных на вставке к рис. 4.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как и в [3], будем считать локальное усиление энергии W_Σ на ее зависимостях от δY и теперь еще от W_{ex} проявлением РР. Полученное в [3] представление об условиях образования РР было, вкратце, следующим. Осцилляции инверсной населенности электронов, возбуждаемые в поле излучения, приводят к модуляции излучения. В итоге в активной области образуется модуляция излучения и населенности электронов в форме цилиндрической стоячей волны с периодами L_o в пространстве и T_o во времени:

$$L_o = T_o c_0 / n_g, \tag{1}$$

где $T_o = F^{-1}$ (F — частота осцилляций населенности электронов, представленная в [1]), c_0 — скорость света в вакууме, $n_g \approx 5.1$ — групповой показатель преломления для GaAs (далее стоячая волна населенности — f -волна). Модуляция излучения ранее подтверждена косвенными методами, измерения ее в реальном времени пока технически нам доступны при T_o , больших, чем в этих экспериментах [1].

В волноводной гетероструктуре, в которой излучением наведен РБО, измеряемое излучение движется из активной области к торцу по двум зигзагообразным траекториям (далее — z -траектории), наклоненным под углом β к гетерограницам [1, рис. 5а]. Угол β задается граничными условиями, при которых образуется РБО, и определяется соотношением

$$\sin\beta = k\lambda_0 / 2n_0d, \tag{2}$$

где λ_0 — длина волны (в вакууме) той наиболее интенсивной в активной области спектральной

компоненты излучения, которая создает РБО, n_0 — показатель преломления GaAs, d — толщина слоя GaAs, а k — целое число. Примем для оценки, как в [1], что $k = 1$, $\lambda_0 = 0.886$ мкм для спектральной моды с энергией фотона $\hbar\omega_0 = 1.40$ эВ, $n_0 = 3.6$ для GaAs при температуре решетки $T_R \approx 300$ К, $d = 1.5$ мкм. Получаем $\beta \approx 4.7^\circ$. Упомянутое выше граничное условие образования РБО состоит в следующем. Каждой точке пересечения одной z -траектории с гетерограницей соответствует симметрично расположенная точка пересечения второй z -траектории с другой гетерограницей, так что обе указанные точки лежат на противоположных концах нормали к гетерограницам. Интервал L_i между соседними точками пересечения z -траекторий между собой по оценке равен

$$L_i = d/\text{tg}\beta \approx 18 \text{ мкм.} \quad (3)$$

Условия возникновения РР связывали названные выше параметры и были следующими:

1) точка пересечения z -траекторий, последняя перед выходом излучения из гетероструктуры, лежит на ее торце,

2) период L_o является кратным интервалу L_i :

$$L_o = mL_i, \quad (4)$$

3) удвоенная длина интервала между центром активной области и торцом гетероструктуры равна целому нечетному числу полупериодов $L_o/2$:

$$2(Y_0 - \delta Y) = (m + 0.5)L_o, \quad (5)$$

где m — целое число.

Названные условия и по отдельности вызывали РР.

Перейдем к экспериментальным результатам данной работы. Зависимость $t_{\max}(\delta Y)$ (рис. 4, кривая 1) можно разложить на гладкую (2) и модуляционную (3) составляющие. Гладкая составляющая — это артефакт, дрейф момента запуска развертки ЭОК. Модуляционная составляющая $\Delta t_{\max}(\delta Y)$, т.е. разность экспериментальной зависимости $t_{\max}(\delta Y)$ и ее гладкой составляющей, представляет то, какой была бы зависимость $t_{\max}(\delta Y)$ без ее искажения из-за дрейфа запуска развертки.

Таким образом, зависимость $\Delta t_{\max}(\delta Y)$ определяется уже только физическими процессами в образце. Она, как видно из рис. 4, оказывается осциллирующей с периодом $17...17.5$ мкм $\approx L_i$. Пример того различия хронограмм, которое должно быть из-за таких осцилляций, как на зависимости $\Delta t_{\max}(\delta Y)$, показан на вставке к рис. 4. Из этого примера видно, что на $\delta t \approx \Delta t_{\max}(\delta Y = 80 \text{ мкм}) - \Delta t_{\max}(\delta Y = 85 \text{ мкм})$ сдвигается во времени не только максимум хронограммы, но и ее фронт. Следовательно, и «момент» разгорания s -компоненты осциллирует в функции

δY с периодом $\approx L_i$. Моментом разгорания s -компоненты, как и в [5], условно считаем тот (рис. 3, стрелка), на который приходилась максимальная положительная кривизна на фронте хронограммы. Изменение энергии E света в активной среде обычно описывают выражением

$$\alpha - \gamma = (1/E)(dE/dt), \quad (6)$$

и, соответственно, для разгорания стимулированного (усиленного спонтанного) излучения требуется, чтобы установилось неравенство $\alpha > \gamma$ коэффициентов α усиления и γ потерь света. Тогда осцилляции момента разгорания s -компоненты обнаруживают осцилляции с периодом L_i коэффициента ее потерь. С полученным выводом об осцилляциях коэффициента потерь при возрастании δY согласуется и приблизительная антикорреляция зависимостей $\Delta t_{\max}(\delta Y)$ и $\Delta W_{\Sigma}(\delta Y)$ (рис. 4, кривые 3 и 4). Последняя представляет модуляционную составляющую измеренной зависимости $W_{\Sigma}(\delta Y)$.

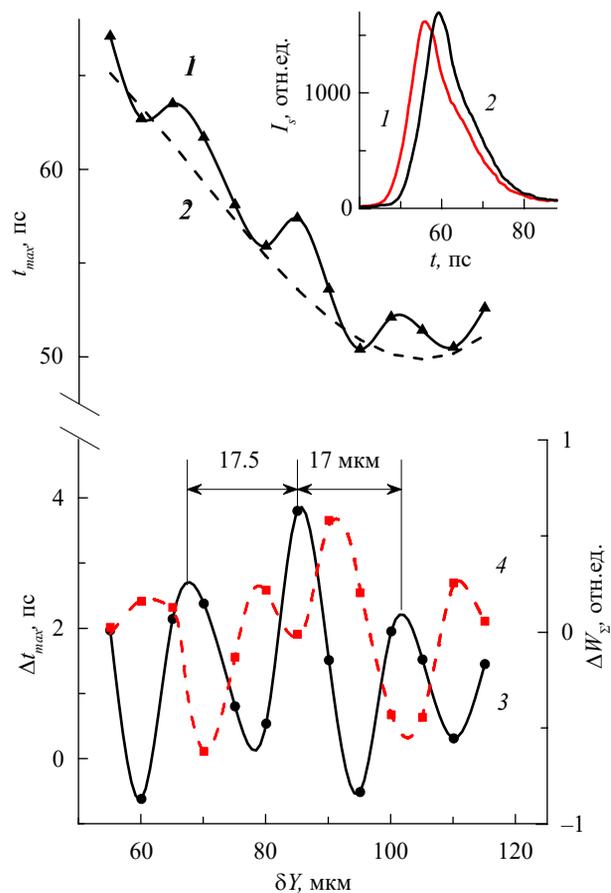


Рис. 4. Зависимость момента времени t_{\max} от уменьшения расстояния между активной областью и торцом (сдвига) δY (кривая 1); гладкая (2) и модуляционная (3) составляющие зависимости t_{\max} от δY ; модуляционная составляющая зависимости W_{Σ} от δY (кривая 4). На вставке — хронограммы для $\delta Y = 80$ и 85 мкм (2).

Интервал между ЛМ на зависимости $\Delta W_\Sigma(\delta Y)$ флуктуирует, но в среднем тоже ≈ 17 мкм. Покажем, что наблюдаемые антикорреляция и модуляция с периодом $\approx L_i$ вытекают из условия 1 и способствуют пониманию возникновения РР.

Необходимость условия 1 для возникновения РР обосновывалась в [3] следующим предположением. Допустим, что точка пересечения двух симметричных z -траекторий излучения, последняя перед его выходом через торец наружу, не располагается в плоскости торца. Тогда отраженное излучение будет двигаться в активной области, в направлении от торца, уже по другим, новым траекториям. И эти траектории будут пересекаться с гетерограницами в новых точках, отличающихся от установившихся до прихода отраженного излучения. И эти новые точки уже не лежат на одной нормали с точками пересечения с гетерограницами излучения, двигающегося в направлении к торцу. Возникает расхождение с граничным условием того изначального образования РБО, которому, в соответствии с одноименным законом, сопутствовала минимальная диссипация энергии излучения, движущегося в слое GaAs. Это расхождение окажет деструктивное влияние на РБО, что должно проявиться в возрастании диссипации излучения, направляемого из активной области к указанному торцу, т.е. в возрастании потерь этой доли излучения. Из этого вытекает следующий процесс. Условие 1 будет выполняться через интервал L_i при возрастании δY . Одновременно потери измеряемого излучения, а значит, и время его разгорания, и время Δt_{\max} будут достигать локального минимума. При этом изменения энергии ΔW_Σ и времени Δt_{\max} должны антикоррелировать. Именно это и наблюдалось в эксперименте, давая недостававшее в [3] прямое подтверждение условия 1, и обнаруживая, что возникновение РР вызвано законом минимальной диссипации.

Указанное деструктивное влияние на РБО приводит к увеличению деструктивной (ДИ) или уменьшению конструктивной (КИ) интерференции s -компоненты в РБО. Это и есть механизм потерь s -компоненты, замедляющих ее разгорание. Такое представление согласуется с обнаруженной ранее [5] модуляцией спектра времени разгорания и дает ей объяснение. В той модуляции время разгорания для спектральных компонент с КИ относилось к минимумам осцилляций, а для компонент с ДИ — к максимумам. В среднем время разгорания возрастало от коротковолнового к длинноволновому краю спектра. В соответствии с последним деструктивным влиянием на РБО сначала оказывали, отразившись от торца, более коротковолновые компоненты излучения, разгоравшиеся заметно раньше измеряемой s -компоненты. Дальнейшему уточнению механизма образования потерь способствовало бы увеличение чувствительности

измерения огибающих спектральных компонент излучения в самом их начале.

На рис. 5 представлены графики модуляционных составляющих тех зависимостей параметров I_s^{\max} , W_Σ , $T_{1/2}$ и t_{\max} от энергии W_{ex} , которые показаны на рис. 2. Признаком того, что ЛМ на графике $\Delta W_\Sigma(W_{\text{ex}})$ и скоррелированные с ними ЛМ на графике $\Delta I_s^{\max}(W_{\text{ex}})$ отображают РР, является величина разделяющего их интервала ΔW_{ex} . Примерно такое изменение энергии накачки требуется в согласии

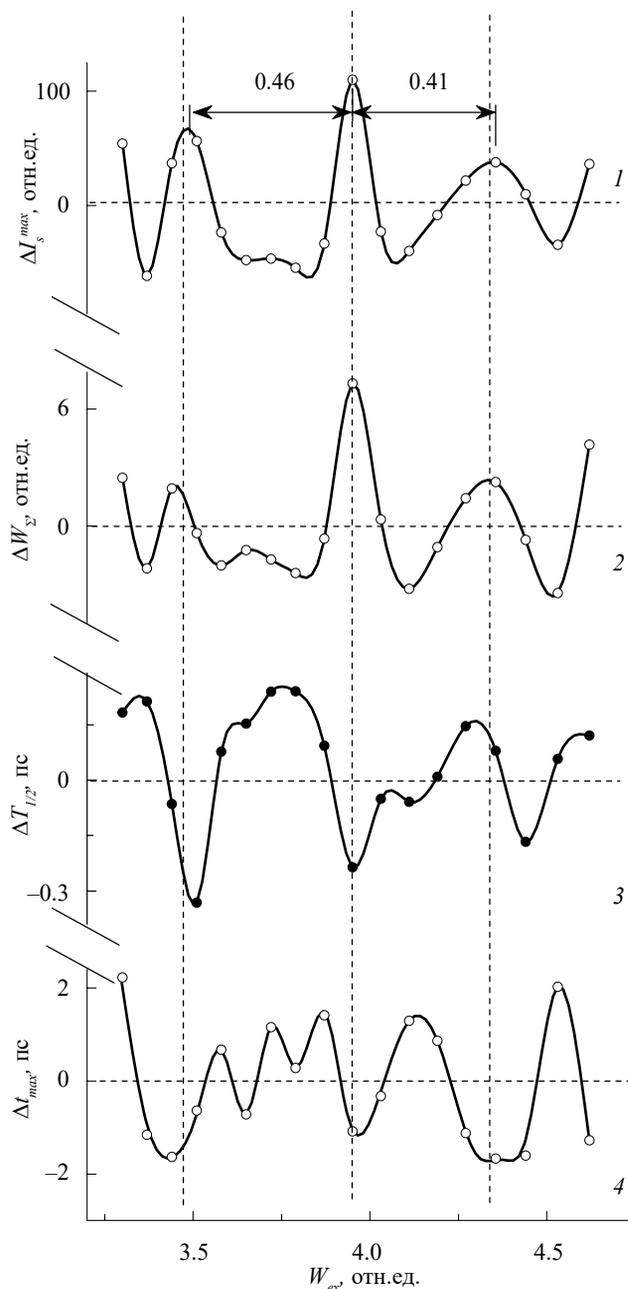


Рис. 5. Модуляционные составляющие $\Delta I_s^{\max}(W_{\text{ex}})$ — (1), $\Delta W_\Sigma(W_{\text{ex}})$ — (2), $\Delta T_{1/2}(W_{\text{ex}})$ — (3) и $\Delta t_{\max}(W_{\text{ex}})$ — (4) зависимостей, представленных на рис. 2; вертикальные линии — см. пояснения в тексте.

с [3], где по оценке $\Delta W_{\text{ex}} \approx 0.49$ отн.ед., а экспериментально $\Delta W_{\text{ex}} \approx 0.44 - 0.5$ отн.ед., чтобы вслед за одним РР при увеличении W_{ex} на ΔW_{ex} возник второй РР.

Для объяснения этого в [3] предполагалось, что при РР должно быть совмещение в пространстве пучностей f -волны с какими-либо из точек пересечения z -траекторий. По оценке, сделанной в [3] и опирающейся на зависимость $F(W_{\text{ex}})$ в [1] с учетом различия калибровки W_{ex} в [3] и в [1], указанное увеличение на ΔW_{ex} энергии накачки нужно, чтобы уменьшение периода L_o равнялось интервалу L_i . Упрощенно это можно представить так. Чтобы те из пучностей f -волны, которые совпадали с точками пересечения z -траекторий, сместились в пространстве настолько, чтобы опять совпадать, но уже со следующими точками пересечения z -траекторий. Отсюда и вытекало условие 2, представленное формулой (4). Совпадение, видимо, нужно для того, чтобы излучение, отраженное осцилляциями показателя преломления, создаваемыми f -волной, двигалось по исходным z -траекториям.

Из сравнения хронограмм при РР (рис. 3, кривые 1 и 3) и без РР (кривая 2) очевидно, что при РР излучение разгорается раньше, чем в отсутствие РР. Следовательно, в последнем случае потери излучения возрастают. Таким образом, РР, возникающие при изменении W_{ex} и фиксированном δY , тоже образуются по закону минимальной диссипации. Последнее подтверждает и антикорреляция, обнаруживаемая между зависимостями $\Delta W_{\Sigma}(W_{\text{ex}})$ и $\Delta t_{\text{max}}(W_{\text{ex}})$ на рис. 5. На рисунке каждый проведенный для наглядности пунктир пересекает ЛМ первой и локальный минимум второй зависимости.

Параметром огибающей $I_s(t)$ является и время $\delta\tau_{\text{exp}}$, через которое излучение, пройдя через

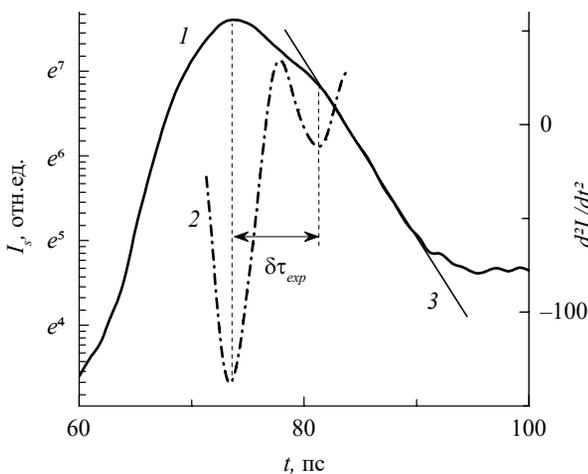


Рис. 6. Хронограмма s -компоненты в полулогарифмическом масштабе (1) и ее производная dI_s^2/dt^2 (2); касательная к спаду хронограммы, подтверждающая экспоненциальный спад излучения (3).

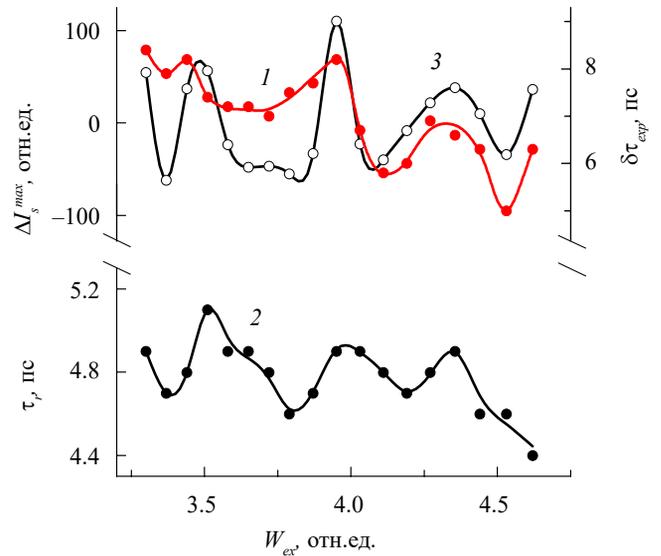


Рис. 7. Зависимости от энергии W_{ex} : кривая 1 — задержки $\delta\tau_{\text{exp}}$ начала экспоненциальной релаксации (определение задержки $\delta\tau_{\text{exp}}$ см. на рис. 6), кривая 2 — характерного времени τ_r экспоненциальной релаксации s -компоненты, кривая 3 — величины ΔI_s^{max} (3).

максимум, начинает релаксировать экспоненциально с характерным временем τ_r — еще одним параметром. Время $\delta\tau_{\text{exp}}$ определялось как интервал между двумя минимумами производной dI_s^2/dt^2 (рис. 6). Положение на хронограмме $I_s(t)$ второго минимума производной полагалось началом экспоненциальной релаксации компоненты, и время τ_r определялось по наклону касательной 3 к спаду хронограммы. Обнаруживается, что ЛМ на зависимостях $\delta\tau_{\text{exp}}(W_{\text{ex}})$, $\tau_r(W_{\text{ex}})$ и $\Delta I_s^{\text{max}}(W_{\text{ex}})$, скоррелированы (рис. 7, кривые 1–3). Согласно [4] времена $\delta\tau_{\text{exp}}$ и τ_r возрастают с увеличением нагрева носителей. Поскольку нагрев, вызванный поглощением излучения свободными носителями, меняется с W_{ex} соответственно изменению I_s^{max} с W_{ex} , то это и приводит к корреляции. А она подтверждает, что ЛМ на зависимостях $\delta\tau_{\text{exp}}(W_{\text{ex}})$ и $\tau_r(W_{\text{ex}})$, как и на зависимости $\Delta I_s^{\text{max}}(W_{\text{ex}})$, вызваны РР.

На рис. 8 (кривая 1) зависимость $W_{\Sigma-f}(W_{\text{ex}})$ является гладкой составляющей зависимости $W_{\Sigma}(W_{\text{ex}})$ при $\delta Y = 110$ мкм. Она просто повторяет кривую 6 из рис. 2. Кривая 2 представляет зависимость энергии W_{s-f} s -компоненты от W_{ex} , измеренную в [3] при $\delta Y = 160$ мкм. Спектральная ширина измеренной в [3] s -компоненты была существенно уже измеренной в нашей работе, что связано с различием способов измерений. Кривые 1 и 2 волнообразно модулированы, и их модуляции антикоррелируют. В [3] волнообразная форма кривой 2 объяснялась следующим. Пусть при какой-то W_{ex} получается, что отраженное от торца гетероструктуры модулированное излучение движется в активной среде так, что в местоположениях и в момент максимумов инверсной

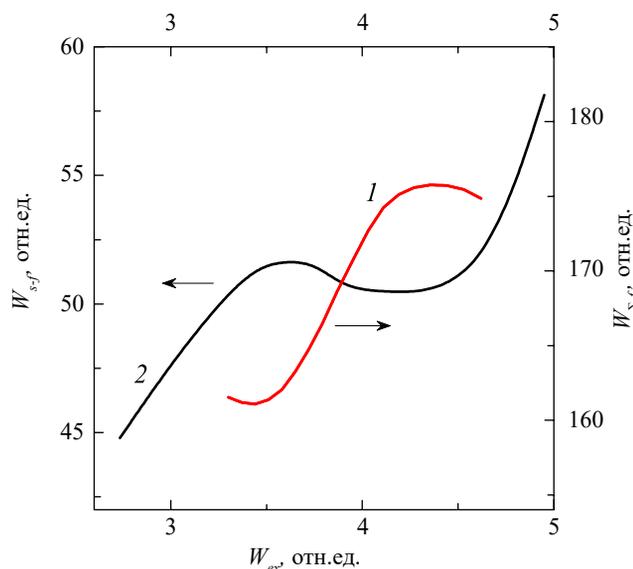


Рис. 8. Гладкая составляющая f зависимости от энергии накачки W_{ex} энергии W_{s-f} s -компоненты при $\delta Y = 110$ мкм (кривая 1) и энергии W_{s-f} s -компоненты, измеренной в [3] при $\delta Y = 160$ мкм (кривая 2).

населенности f -волны оказываются минимумы интенсивности модулированного отраженного излучения. Тогда генерируемое, движущееся к торцу излучение усилится в активной среде максимально. Это требует выполнения условия 3 (5). Если же, меняя W_{ex} , изменить частоту F и, соответственно, период L_o так, чтобы локальным максимумам инверсной населенности соответствовали локальные максимумы модулированного отраженного излучения, то энергия выходящего из торца излучения станет минимальной. Это потребует выполнения условия

$$2(Y_0 - \delta Y) = mL_o. \quad (7)$$

По приведенным в [3] оценкам для измерений с $\delta Y = 160$ мкм было получено, что при $W_{ex} = 3.42$ отн. ед. волнообразная модуляционная составляющая зависимости $W_{s-f}(W_{ex})$ имела «максимум», период $L_{o-1} = 196$ мкм и выполнялось условие 3 (5). Соответственно, там возникал РР, но более широкий, чем при условии 2. А при $W_{ex} = 4.38$ отн. ед., где располагался «минимум» ее модуляционной составляющей, период L_{o-2} равнялся 170 мкм и выполнялось условие (7). В данной работе измерения проводили при $\delta Y = 110$ мкм. Такое изменение δY увеличивало левую часть уравнений (5) и (7) на 100 мкм по сравнению со случаем, где $\delta Y = 160$ мкм. В грубом приближении $100 \text{ мкм} \sim L_{o-1}/2 \sim L_{o-2}/2$, поэтому при $\delta Y = 110$ мкм условие (5) должно выполняться при $W_{ex} \approx 4.38$ отн. ед., а условие (7) при $W_{ex} \approx 3.42$ отн. ед., т.е. противоположно случаю при $\delta Y = 160$ мкм. Это объясняет, почему волнообразная модуляция, представленная

на рис. 8, антикоррелирует. Одновременно это подтверждает условие 3.

На рис. 5 кривая 3 (зависимость $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$) представляет модуляционную составляющую той зависимости $T_{1/2}(W_{ex})$, которая показана кривой 3 на рис. 2. О зависимости $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$ мы можем пока сказать лишь то, что ее локальные минимумы антикоррелируют в области $W_{ex} \leq 4.03$ отн. ед. с ЛМ зависимостей $\Delta I_s^{\max}(W_{ex})$ и $\Delta W_{\Sigma}(W_{ex})$. А при $W_{ex} = 4.11$ отн. ед. уже ЛМ зависимостей $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$ коррелирует с ЛМ на зависимостях $\Delta I_s^{\max}(W_{ex})$ и $\Delta W_{\Sigma}(W_{ex})$. Таким образом, экстремумы зависимости $\Delta T_{1/2}(W_{ex})$ возникают при тех W_{ex} , при которых возникают РР. Но почему в одном диапазоне W_{ex} это минимумы, а в другом диапазоне W_{ex} максимумы, это вопрос к будущим экспериментам. Хотя можно отметить, что указанная антикорреляция наблюдается при тех $W_{ex} = 3.46$ и 3.95 отн. ед. и L_o , при которых отношение $2(Y_0 - \delta Y)/L_o$ равно 9.08 и 9.8, и оно, соответственно, ближе к целому числу, т.е. к условию (7). Наоборот, корреляция наблюдается при $W_{ex} = 4.33$ и L_o , при которых отношение $2(Y_0 - \delta Y)/L_o = 10.5$, соответствует условию (5). Поэтому, возможно, процесс генерации излучения при условии (5) и (7) по-разному влияет на время $T_{1/2}$. Но это, как и еще некоторые пока не обсуждавшиеся особенности приведенных графиков, может быть объяснено только при дальнейших исследованиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После того как в [3] были обнаружены размерные резонансы интегральной по времени энергии стимулированного пикосекундного излучения фотонакаченной гетероструктуры, в данной работе были экспериментально обнаружены локальные экстремумы параметров огибающей спектральной компоненты излучения, возникавшие при РР. Огибающая была измерена в реальном времени. ЛЭ появлялись при установлении сформулированных в [3] (и в разд. 2) для РР кратных отношений: (а) расстояния L_i между точками пересечения симметричных зигзагообразных траекторий движения излучения в гетероструктуре, задаваемых созданной излучением брэгговской решеткой населенности (фотонным кристаллом); (б) периода L_o стоячей волны населенности носителей (СВН), возбуждаемой в поле излучения; (в) расстояния Y центра активной области до торца гетероструктуры, из которого выходило измеряемое излучение. Это напоминает закон кратных отношений в химии. Еще одним условием образования РР и ЛЭ было расположение последней точки пересечения траекторий на торце гетероструктуры. Сопоставление ЛЭ, возникавших при этом условии или при кратности L_i и L_o , обнаружало, что в этих случаях уменьшались потери компоненты в гетероструктуре, и РР можно рассматривать как новое проявление закона минимальной диссипации. Потери же были связаны

с уменьшением положительной или возрастанием отрицательной обратной связи при оптической деформации создающего ее фотонного кристалла. Подтверждена интерпретация образования РР при кратности L_o и Y , основанная на разности фаз СВН и модуляции отраженного от торца излучения. Прямое экспериментальное подтверждение ранее сделанной оценки L_i доказало еще и правильность представления о траекториях движения излучения, а значит, и правильность представления о граничных условиях образования (с минимальной диссипацией) фотонного кристалла, задававшего траектории. Обнаруженное изменение параметров огибающей из-за образования РР может возникать и в полупроводниковых лазерах, предназначенных для генерации мощных пикосекундных импульсов света, что повышает актуальность исследования.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 6. С. 1018.
2. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. № 6. С. 681.
3. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2024. Т. 69. № 2. С. 187.
4. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. // РЭ. 2023. Т. 68. № 3. С. 211.
5. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 2. С. 227.

DYNAMICS OF DIMENSIONAL RESONANCE OF INTRINSIC PICOSECOND EMISSION IN THE HETEROSTRUCTURE OF $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, IN WHICH THIS EMISSION INDUCES A PHOTONIC CRYSTAL AND OSCILLATIONS OF ELECTRON POPULATION

N. N. Ageeva^a, I. L. Bronevoi^{a, *}, A. N. Krivonosov^a

^a*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Mokhovaya st., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

*E-mail: bil@cplire.ru

Received September 26, 2023, revised October 17, 2023, accepted October 17, 2023

A correlated effect of the size resonance on the parameters of the pulse envelope of the spectral component of stimulated picosecond emission of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure has been discovered. This emission induces a Bragg grating of electron population in the active region of the GaAs layer, making the region a photonic crystal, and excites population oscillations over time. It has been established that the new type of size resonance studied is most often a consequence of the law of minimum dissipation.

Keywords: Dynamics, dimensional resonance, heterostructure, stimulated picosecond emission, photonic crystal, electron population oscillations in a semiconductor, emission modulation, law of minimum dissipation

УДК 681.785.5

ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ МНОГОКАНАЛЬНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

© 2024 г. В. А. Вагин^а, П. С. Мартьянов^{а, *}, А. И. Хорохорин^а^аНаучно технологический центр уникального приборостроения РАН,
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342 Российская Федерация

*E-mail: La3232@mail.ru

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.

После доработки 21.02.2024 г.

Принята к публикации 25.02.2024 г.

Рассмотрена система сбора, обработки и хранения информации для многоканального фурье-спектрометра. Приведена функциональная схема электронной части устройства, структурная схема, а также краткое описание программного обеспечения, которое позволяет проводить измерения в автоматизированном режиме и иметь возможность записи и хранения полученных данных. Проведен эксперимент, проанализированы полученные результаты.

Ключевые слова: фурье-спектрометр, АЦП, ЦАП, ПЗУ, микроконтроллеры, цифровая электроника, аналоговая электроника, система сбора данных

DOI: 10.31857/S0033849424070113, EDN: HYNKQS

ВВЕДЕНИЕ

Многоканальные фурье-спектрометры позволяют проводить комплексные спектральные исследования объекта. Использование систем зондов с оптоволокнами разных спектральных диапазонов позволяет одновременно вычислять спектр пропускания, спектр нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) и спектр отражения. Данные приборы могут применяться в различных отраслях промышленности, в первую очередь на технологических линиях для одновременного и непрерывного контроля за ключевыми участками производственного процесса. Известны спектрометры, которые решают эту задачу переключением прибора с одного зонда на другой. Существует единственный многозондовый фурье-спектрометр модели MATRIX-F, предназначенный для измерений в ближнем ИК-диапазоне в режиме реального времени. Этот прибор оснащен шестью зондами, которые можно переключать, измеряя последовательно шесть различных объектов, однако такие приборы не могут обеспечить проведение непрерывных и одновременных спектральных измерений всех выбранных объектов. Общая схема построения многоканального спектрометра приведена на рис. 1.

Излучение из интерферометра освещает общий вход многозондовой системы. Оно распределяется между зондами и поступает на соответствующие

измерительные головки и далее направляется на фотоприемники [5, 6].

1. ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СХЕМЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

Была разработана функциональная схема многоканального фурье-спектрометра (рис. 2), которая обеспечивает регистрацию интерферограмм, прием и передачу данных в компьютер, а также их хранение в автономном режиме.

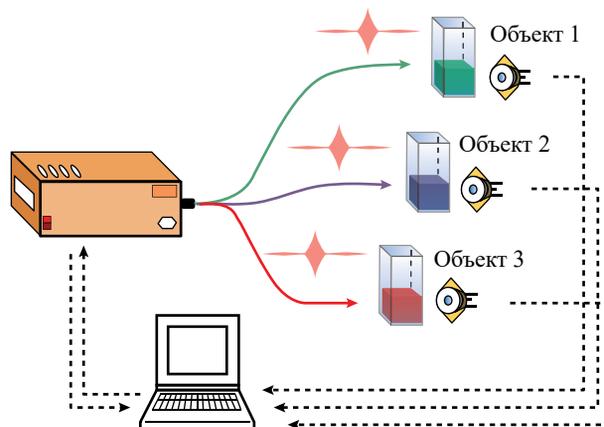


Рис. 1. Схема построения многозондового спектрометра.

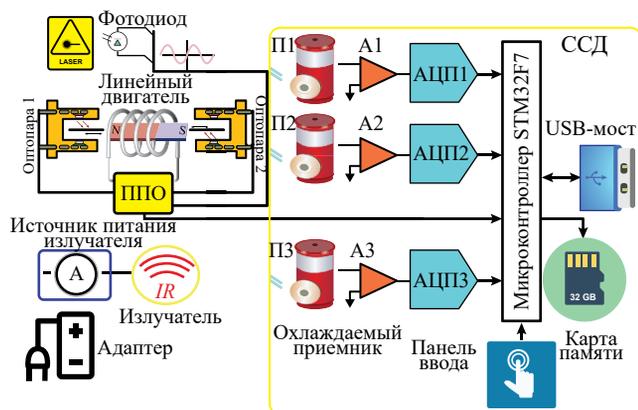


Рис. 2. Функциональная схема многоканального фурье-спектрометра.

Присутствие линейного двигателя (ЛД) указывает на то, что данная схема описывает спектрометр динамического типа. Привод подвижного отражателя (ППО) обеспечивает перемещение триэдра интерферометра спектрометра с постоянной скоростью. Фотодиод принимает излучение с лазера, в результате на выходе диода образуется гармонический сигнал с постоянной частотой и амплитудой. Моменты перехода сигналов через нулевое значение используются для запуска аналого-цифровых преобразователей (АЦП), которые входят в состав системы сбора данных (ССД). В систему также входит микроконтроллер (МК), приемники инфракрасного излучения (ИК-излучения) П1, П2, П3 с усилителями А1, А2, А3, USB-мост, карта памяти и панель управления для ввода параметров регистрации. Карта памяти и сенсорная панель являются опцией.

Приемники ИК-излучения П1...П3 принимают поток излучателя, промодулированный интерферометром спектрометра (интерферограмму). Все АЦП запускаются одновременно. Выходные данные АЦП побайтно поступают в оперативно запоминающее устройство (ОЗУ) МК. Вслед за словом АЦП 18 бит идут 14 бит скорости сканирования подвижного отражателя. Размер массива потока данных ОЗУ определяется задаваемым спектральным разрешением. После заполнения массива ОЗУ происходит копирование данных в персональный компьютер (ПК) через USB-мост. Микроконтроллер помимо приема/передачи потока данных, формирует сигнал поворота подвижного отражателя.

Перечисленные задачи могли бы решать ССД моделей USB-6212-BNC(NI), USB1616HS-BNC (Measurement Computing), MPS-140801, но их адаптация потребовала бы серьезных изменений уже разработанного программного обеспечения спектрометра.

В процессе проектирования, была разработана структурная схема ССД (рис. 3). Ядром структуры является микроконтроллер семейства ARM модели

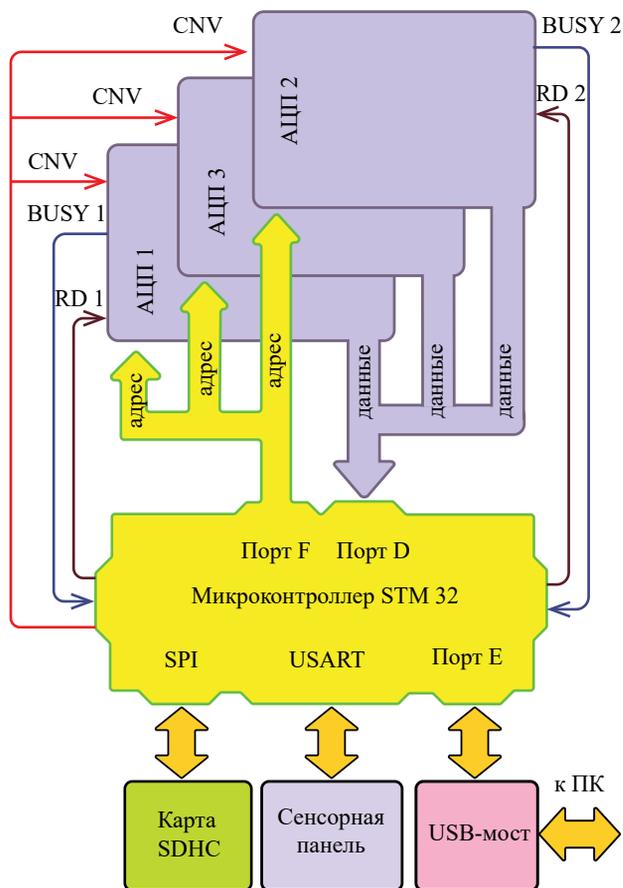


Рис. 3. Структурная схема системы сбора данных.

STM32F767. В процессе работы системы параметры регистрации задаются с помощью сенсорной панели и считываются микроконтроллером с использованием интерфейса USART. Карта SDHC предназначена для записи или чтения интерферограмм, она подключена к МК через интерфейс SPI. Микросхемы АЦП в процессе работы преобразуют аналоговый сигнал интерферограмм в цифровой для дальнейшей обработки в ПК. АЦП запускаются сигналами CNV и RD. После завершения оцифровки данных микросхемы АЦП поочередно отправляют на МК сигналы BUSY. Обмен данными между МК и АЦП осуществляются через порты F и D. МК передает и принимает информацию через USB-мост по цифровому порту E. Подключение ПК к устройству осуществляется через USB-мост.

2. РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ МНОГОКАНАЛЬНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА И ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для возможности работы с фурье-спектрометром было разработано программное обеспечение (ПО) для регистрации, обработки

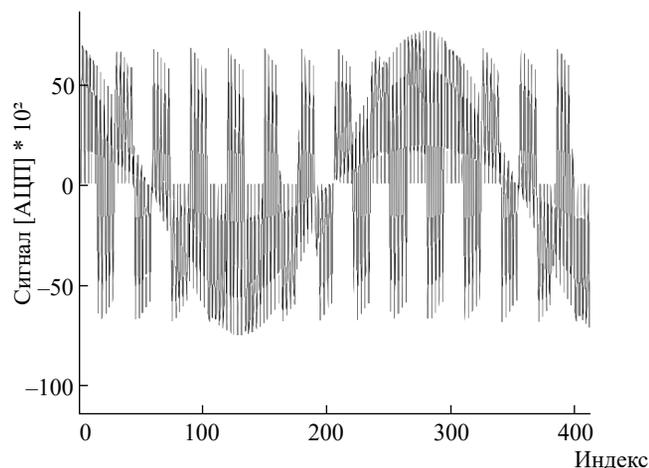


Рис. 4. Интерферограмма одновременной регистрации трех сигналов (02.10.2021 в 16:12:53).

и хранения данных на ПК. Данное ПО работает в операционной системе Windows. Для реализации ПО использовались языки программирования C++ и Qt (подробнее см. [1, 4, 7]).

Апробация ПО была проведена в трехканальном режиме. Скриншот ПО представлен на рис. 4. На вход первого канала подавался меандр с частотой 100 Гц, на вход второго – синусоидальный сигнал от генератора модели ГЗ 118 с частотой 600 Гц, вход третьего канала был заземлен. На рис. 5а показан выделенный программно меандр по одному каналу, а на рис. 5б – сигнал синусоиды по другому каналу [2, 3].

Выделенные сигналы полностью соответствуют по частоте и амплитуде сигналам, поданным на соответствующие входы ССД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенной работы получены следующие результаты.

Разработана оригинальная электронная система фурье-спектрометра, а также программы регистрации и обработки данных, что подтверждается авторским свидетельством.

Проведены экспериментальные исследования, в результате которых получены характеристики, удовлетворяющие заданным требованиям, а работоспособность программного обеспечения доказывается соответствующими тестами.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0009).

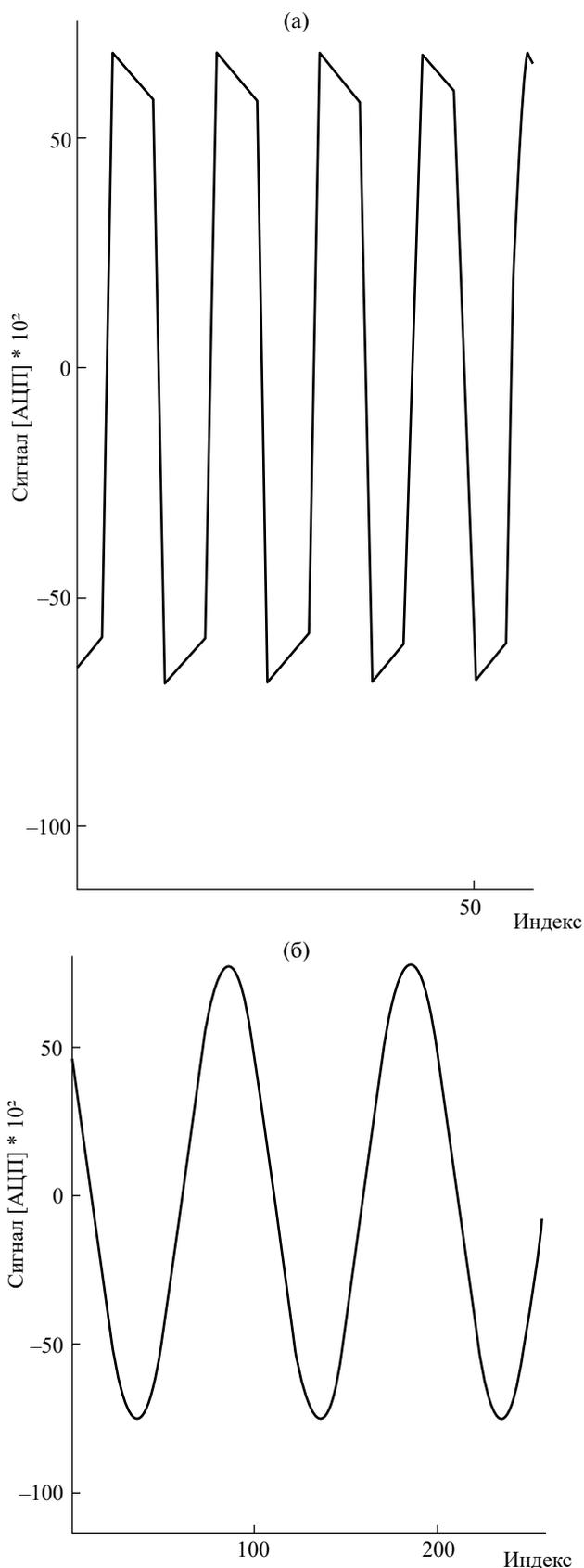


Рис. 5. Программное выделение сигнала меандра по первому каналу (а) и синусоиды по второму каналу (б).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагин В.А., Мошкин Б.Е. // Оптик. журн. 2019. Т. 86. № 2. С. 52.
2. Балашов А.А., Мартьянов П.С., Хорохорин А.И. // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 1. С. 143.
3. Мартьянов П.С., Вагин В.А., Хорохорин А.И. // РЭ. 2023. Т. 68. № 12. С. 1247.
4. Золотарев В.М. Методы исследования материалов фотоники. СПб.: ИТМО, 2008.
5. Вагин В.А., Хорохорин А.И. // Физические основы приборостроения. 2020. Т. 9. № 4. С. 64.
6. Вагин В.А., Хорохорин А.И. // Приборы и техника эксперимента. 2021. № 6. С. 130.
7. Турыгин А.Ю., Хорохорин А.И., Вагин В.А. Программа регистрации, визуализации, обработки и хранения данных, полученных с помощью фурье-спектрометра. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2023684221// Оpubл. офиц. бюл. «Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем». 2023. № 11.

FEATURES OF THE SYSTEM FOR REGISTRATION AND STORAGE OF INFORMATION OF A MULTICHANNEL FOURIER SPECTROMETER

V. A. Vagin^a, P. S. Martyanov^a, *, A. I. Khorokhorin^a

^aScientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences,
Butlerova str., 15, Moscow, 117342 Russian Federation

*E-mail: La3232@mail.ru

Received February 02, 2024, revised February 21, 2024, accepted February 25, 2024

A system for collecting, processing and storing information for a multichannel Fourier spectrometer is considered. The functional diagram of the electronic part of the device, a block diagram, as well as a brief description of the software that allows measurements to be carried out in an automated mode and to be able to record and store the received data are given. An experiment was conducted and the results obtained were analyzed.

Keywords: Fourier spectrometer, ADC, DAC, ROM, microcontrollers, digital electronics, analog electronics, data acquisition system

УДК 534.8

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

© 2024 г. А. Д. Мансфельд, Г. П. Волков*, А. А. Кузьмин, А. В. Купаев, А. Г. Санин,
А. А. Шайкин

*Институт прикладной физики РАН,
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация*

**E-mail: volkov@ipfran.ru*

Поступила в редакцию 07.12.2023 г.

После доработки 09.02.2024 г.

Принята к публикации 27.02.2024 г.

Описаны конструкция и принцип работы аппаратно-программного комплекса для исследования возможности мониторинга температуры активных элементов мощных лазеров фазовым методом ультразвуковой локации, поскольку нагрев активного элемента мощного лазера может привести как к искажениям усиливаемого оптического пучка, так и к разрушению самого элемента. Рассмотрены возможные схемы зондирования. Оцениваются чувствительность и точность метода.

Ключевые слова: фазовый детектор, ультразвуковая локация

DOI: 10.31857/S0033849424070127, **EDN:** NYEJPM

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мощных лазерах используются активные элементы (АЭ) из фосфатного стекла допированного неодимом [1]. Основным фактором, ограничивающим использование фосфатного стекла в качестве оптических усилителей, является градиент температуры, при котором происходит механическое разрушение элемента. В разных вариантах лазерных установок безопасное для АЭ время между импульсами накачки может составлять от нескольких минут до многих часов. Желание получить максимально возможную частоту следования приводит к необходимости работать близко к порогу разрушения АЭ. Поэтому существует проблема непрерывного контроля температуры активных элементов в лазерных усилителях. Для подобного контроля ранее авторами предложен оптический метод, основанный на изменении поляризации света вследствие нагрева стекла [2–4]. Этот метод позволяет измерять распределение температуры в АЭ. Однако его применение требует внесения дополнительных элементов в оптическую схему лазерной установки. Кроме того, существуют сложности в измерении температуры вблизи облучаемой АЭ. Предлагаемый ультразвуковой метод основан на регистрации изменения скорости

ультразвука (УЗ) при изменении температуры стекла. УЗ-метод не требует установки в оптическую схему дополнительных элементов, а конструктивные изменения усилителей незначительны и могут быть легко реализованы. Несмотря на кажущуюся простоту, данный метод имеет высокую чувствительность. А используя несколько пар излучателей-приемников и опираясь на аксиальную симметрию распределения температуры, представляется возможным исследовать характер пространственного распределения температуры АЭ.

В работе описана аппаратура, предназначенная для исследования возможности измерения внутренней температуры АЭ, и аппаратно-программный комплекс на основе ультразвукового импульсно-когерентного метода локации, предназначенный для мониторинга внутренней температуры АЭ мощных лазеров. Также продемонстрированы варианты измерения внутренней температуры активных элементов. Представлены методика измерений, описание установки и предложения по возможности оценки распределения температуры в АЭ. Прибор предназначен для исследования возможности и отработки методик мониторинга внутренней температуры АЭ фазовым УЗ-методом в разных вариантах расположения

и датчиков и в широких диапазонах параметров работы локатора.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ И ПРИБОРА

Активный элемент оптического усилителя представляет собой цилиндр из допированного стекла. Инверсия населенности в АЭ осуществляется импульсным оптическим излучением ламп накачки. Часть излучения накачки поглощается во внешнем слое АЭ и рассеивается в виде тепла, являясь источником нагрева. Неравномерное тепловое расширение при значительном градиенте температур в АЭ может привести к его механическому разрушению. Мониторинг температуры в АЭ предлагается осуществлять по изменению времени распространения УЗ-импульсов вследствие изменения скорости звука в материале АЭ при изменении его температуры. Активный элемент действующей оптической установки помещен в герметичную колбу с охлаждающей жидкостью. Основная трудность натуральных измерений заключается в ограниченном доступе к поверхности АЭ для размещения УЗ-датчиков. Так, например, расположение датчиков на торцах активного элемента невозможно, так как они будут препятствовать нормальному прохождению оптического пучка. Поэтому рассматривается два варианта расположения УЗ-датчиков (рис. 1).

Вариант (а) с датчиками 1 и 3 требует минимального вмешательства в оптическую установку. Вариант (б) с датчиками 2 и 4 более удобен в плане излучения и приема УЗ, однако сопряжен с существенными сложностями размещения датчиков в ограниченном пространстве внутри колбы охлаждения, так как расстояние между АЭ и стенкой колбы всего 2 мм. Тем не менее подобная возможность предполагается и описывается ниже.

Схема локации с расположением датчиков на боковых сторонах АЭ внутри колбы охлаждения (рис. 1) позволяет осуществить мониторинг средней температуры в сечении, перпендикулярном образующей цилиндра, через его центр (диаметральная трасса) и ближе к поверхности цилиндра (трасса по хорде).

Возможность мониторинга температуры по изменению скорости звука была продемонстрирована, например, в работе [5]: нагрев стекловолокна

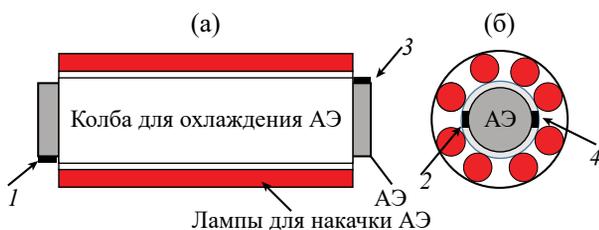


Рис. 1. Расположение активного элемента в квантроне и два варианта (а, б) размещения УЗ-датчиков (1–4).

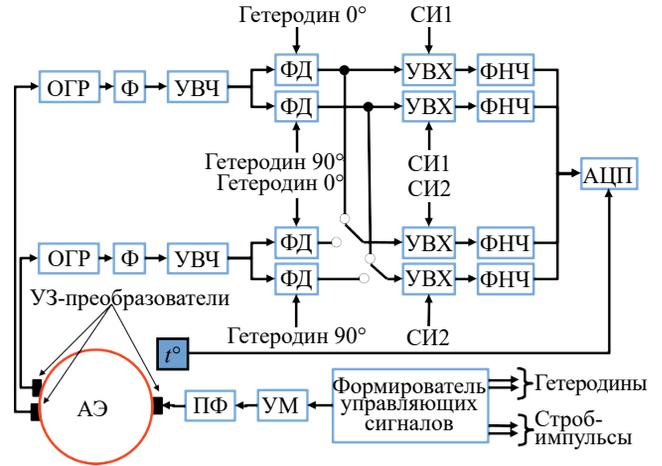


Рис. 2. Блок-схема прибора: УМ – усилитель мощности, ПФ – полосовой фильтр, ОГР – ограничитель сигнала, Ф – входной полосовой фильтр УВЧ-усилитель высокой частоты, ФД – фазовый детектор, УВХ – устройство выборки и хранения фильтра нижних частот (ФНЧ), СИ1, СИ2 – строб-импульсы, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, t° – датчик температуры.

осуществлялся на сотни градусов, что приводило к значительному изменению скорости звука в нем и позволяло проводить измерения по изменению задержки прошедшего УЗ-импульса. В нашем случае температура АЭ изменяется лишь на несколько градусов, а соответственно, скорость звука – на доли процента.

Для стекла характерная величина зависимости скорости звука от температуры обычно не превышает 1 м/(с °С) на фоне средних величин скорости звука 4000...6000 м/с [6]. Эффект от теплового изменения длины пути УЗ-волны на несколько порядков меньше [7], и здесь мы его учитывать не будем. Так, даже при изменении температуры на 1 °С и средней скорости звука 4500 м/с изменение времени распространения УЗ-импульса составит на трассе 320 мм (характерная величина при локации вдоль АЭ в наших экспериментах) всего порядка 20 нс, на трассе 100 мм (при локации поперек АЭ) будет еще меньше. Для регистрации таких малых изменений предлагается использовать более чувствительный фазовый метод, который позволяет измерять малые изменения временных задержек сигнала с чувствительностью до 10^{-6} от длины волны [8, 9]. Использование импульсного режима необходимо для выделения импульса, соответствующего выбранной моде волны (поперечной, продольной), из серии принятых сигналов (различные моды, переотражения от границ АЭ).

На рис. 2 представлена блок-схема прибора.

Ультразвуковой локатор построен по импульсно-когерентной схеме, при которой зондирующий импульс формируется из непрерывного колебания одного из гетеродинов. Формирователь управляющих сигналов, построенный на ПЛИС ALTERA Cyclone

П ER2C5, производит напряжения когерентных гетеродинов с несущей частотой, синхронные с ними зондирующую последовательность и строб-импульсы и позволяет варьировать их временные характеристики в широких пределах. Зондирующая последовательность с выхода формирователя импульсов в виде прямоугольных импульсов несущей с частотой поступает на усилитель мощности (УМ), выполненный на работающих в ключевом режиме транзисторах IRF630 и IRF9620, далее на полосовой фильтр, настроенный на выбранную несущую частоту. Ультразвуковые импульсы излучаются и принимаются пьезокерамическими преобразователями. В результате на преобразователь поступают радиоимпульсы с заполнением синусоидальной формы с амплитудой 50 В. Фильтрация необходима для снижения уровня сигналов, порождающих помехи на собственных резонансных частотах пьезопреобразователей (далее – датчиков). Рабочая частота локатора устанавливается в диапазоне 1...3 МГц, а конкретное значение частоты зависит от использованных датчиков. Несущая частота задается выше резонансной частоты датчиков для снижения собственных УЗ-колебаний в начале каждого импульса. Например, с резонансной частотой датчика 1.5 МГц рабочая частота выбирается 1.8...1.9 МГц. Длительность импульсов задается в периодах несущей частоты. С одной стороны, импульс должен быть достаточно длинный, так как вблизи переднего и заднего фронтов его фаза значительно искажается. С другой стороны, импульс должен быть достаточно коротким, чтобы избежать интерференции между различными модами. В наших условиях рабочее значение лежит в диапазоне 10...40 периодов. Датчики были изготовлены из пьезокерамики ЦТС-19 и ПКР-2 с размерами 10 × 12 мм и наклеены на протекторы из оргстекла с радиусом 50 мм, сопряженным с кривизной АЭ.

Сигналы, прошедшие через АЭ, принимаются приемным датчиком. Следует отметить, что работа локатора происходит в очень тяжелых условиях. В момент импульса накачки АЭ УЗ-датчики подвергаются воздействию электрической, оптической и акустической помехам от силовых цепей лазерной установки. Эти помехи достаточно велики и могут вывести из строя входные цепи УЗ-приемника. Поэтому на входе устанавливается амплитудный ограничитель сигнала (ОГР). Далее сигналы после полосового фильтра (Ф) поступают на вход дифференциального усилителя (УВЧ) на микросхеме AD8330. Принятые и усиленные импульсы поступают на фазовые детекторы (ФД), работающие в ключевом режиме. На ФД поступают сигналы гетеродинов, сдвинутые между собой по фазе на 90°, что необходимо для выделения квадратурных компонент с последующим вычислением фазы. Сигналы с выходов фазовых детекторов поступают на устройства выборки-хранения (УВХ), которые управляются строб-импульсами (СИ) с выбранной задержкой.

Далее постоянные напряжения с УВХ поступают в АЦП L-CARD e14-140 и затем в компьютер. Амплитуды квадратурных компонент усредняются за время порядка 1 с, и по ним вычисляется текущее значение фазы принятого сигнала. На рис. 3 представлены диаграммы сигналов в одном из каналов в различных точках схемы.

При увеличении температуры скорость звука уменьшается и прошедшие через среду импульсы смещаются вправо (рис. 3а, 3в). В результате изменяется сдвиг фазы между радиоимпульсом и сигналом гетеродина, а видеоимпульс с выхода фазового детектора сдвигается и изменяет амплитуду и полярность.

Квадратурные компоненты принятого УЗ-сигнала с частотой f на расстоянии L от источника могут быть записаны в виде

$$U = A \left(t - \frac{L}{c(T)} \right) \sin(kL + \varphi_0) = A \left(t - \frac{L}{c(T)} \right) \sin \left(\frac{2\pi f L}{c(T)} + \varphi_0 \right), \quad (1)$$

$$V = A \left(t - \frac{L}{c(T)} \right) \cos(kL + \varphi_0) = A \left(t - \frac{L}{c(T)} \right) \cos \left(\frac{2\pi f L}{c(T)} + \varphi_0 \right). \quad (2)$$

Тогда текущая фаза принятого сигнала выражается как

$$\varphi(T) = \arctg \left(\frac{U}{V} \right) = \frac{2\pi f L}{c(T)} + \varphi_0. \quad (3)$$

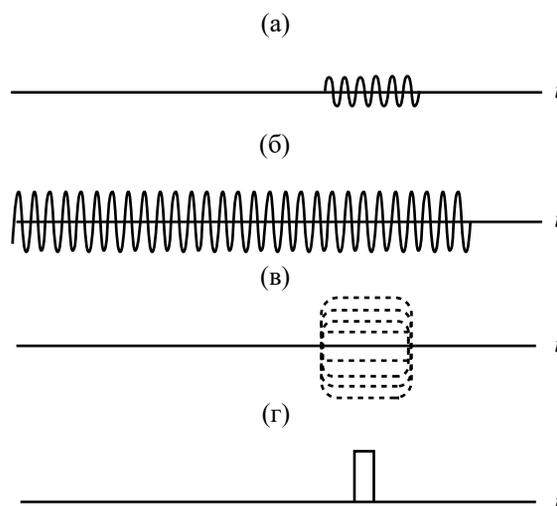


Рис. 3. Осциллограммы: а – импульс, прошедший через АЭ; б – сигнал гетеродина, в – видеоимпульс с выхода фазового детектора при изменении фазы принятого сигнала, г – строб-импульс.

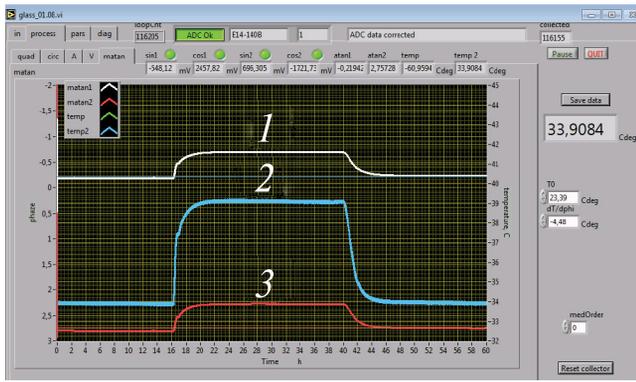


Рис. 4. Скриншот программы регистрации сигналов с осциллограммами изменения фазы (кривые 1 и 3) для двух направлений распространения УЗ-пучков и температуры с внешнего термодатчика (кривая 2) при изменении температуры в термостате при поперечном зондировании АЭ продольной волной (см. рис. 1а).

Отметим, что фаза, как видно из (3), не зависит от амплитуды сигнала $A(t)$. Учитывая малость параметра $\Delta c/c_0$, изменение фазы УЗ-волны относительно начальной для исследуемого образца при изменении его температуры может быть представлено как

$$\Delta\varphi(T) = \frac{-2\pi fL}{c_0^2} \Delta c(T) = \frac{-2\pi fL}{c_0^2} K\Delta T, \quad (4)$$

где c_0 – начальная скорость звука в образце, $\Delta c(T) = K\Delta T$ – приращение скорости звука, зависящее от температуры, K – температурный коэффициент изменения скорости звука.

Для цилиндрического АЭ с ламповой накачкой характерна радиальная зависимость распределения температуры. Тогда в более общем случае неоднородно нагретого цилиндра, считая изменение температуры изотропным по углу и зависящим только от расстояния от центра АЭ (что близко к действительности), для УЗ-импульса, прошедшего напрямую от излучателя до приемника через ось цилиндра, изменение фазы будет определяться следующим выражением:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{-2\pi fK}{c_0^2} \int_0^L \Delta T'(l) dl = \\ &= \frac{-2\pi fK}{c_0^2} L \frac{1}{R} \int_0^R \Delta T(r) dr = \frac{-2\pi fKL}{c_0^2} \Delta T_{cp}, \end{aligned} \quad (5)$$

где R – радиус АЭ, ΔT_{cp} – среднее приращение температуры вдоль трассы распространения УЗ-импульса.

Отсюда среднее изменение температуры определяется следующим выражением:

$$\Delta T_{cp} = \frac{c_0^2}{2\pi fKL} \Delta\varphi. \quad (6)$$

Для контроля на поверхности АЭ располагается датчик температуры AD 21100 (Analog Devices Inc.).

В схеме реализованы два канала приема, что позволяет реализовать два возможных режима мониторинга. В первом случае используются два приемных датчика по одному на канал обработки сигнала. При этом возможен прием по двум направлениям распространения УЗ-импульсов, например, вдоль диаметра и хорды АЭ. Во втором режиме при использовании сигнала с одного приемного датчика в двух каналах обработки с различными задержками строб-импульсов можно регистрировать изменение фазы различных мод УЗ-волны (например, прямой продольной и отраженной поперечной), разделенных по времени прихода на приемный датчик.

Программное обеспечение осуществляет фильтрацию и запись сигналов (1), (2) и сигнала температуры, вычисление фазы сигналов в соответствии с выражением (3), хранение данных и отображение осциллограмм (рис. 4).

2. СХЕМЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЛОКАЦИИ

При локации вдоль АЭ возбуждаются как продольные, так и поперечные акустические волны. На рис. 5 представлена схема зондирования вдоль АЭ и осциллограмма принимаемых сигналов.

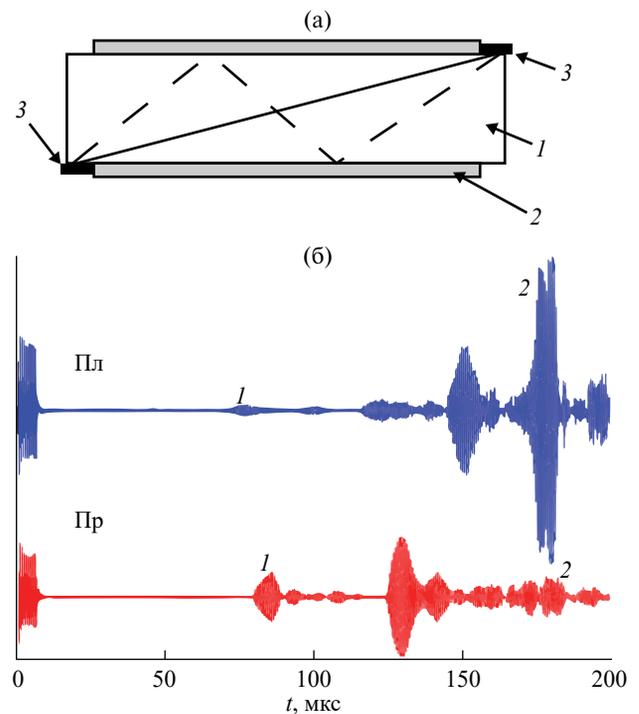


Рис. 5. Схема зондирования (а) вдоль АЭ напрямую (сплошная линия) и при отражении волны от границ АЭ (пунктирная линия): 1 – АЭ, 2 – колба охлаждения, 3 – приемный и передающий УЗ-датчики; типичные осциллограммы (б) принятых УЗ-сигналов для плоских датчиков (Пл) и для датчиков на призмах (Пр): 1 – прямая продольная волна, 2 – поперечная отраженная волна.

Как видно на осциллограмме рис. 5, амплитуда принятых УЗ-импульсов продольной моды (1), прошедшей напрямую от излучателя к приемнику, из-за неоптимального угла излучения и приема невелика по сравнению с амплитудой импульса поперечной волны (2), дважды отраженного от границ АЭ. Для устойчивой работы с импульсами продольной моды, прошедшими напрямую, необходимо изменить угол ввода и вывода зондирующего импульса, например с использованием переходных призм (нижняя осциллограмма на рис. 5). Однако применение призм осложняется отмеченным ранее крайне небольшим наличием свободной поверхности для их размещения.

3. РАБОТА АПК НА ДЕЙСТВУЮЩЕМ ЛАЗЕРНОМ КОМПЛЕКСЕ

В качестве иллюстрации работы АПК представим осциллограммы изменения фазы при работе лазерного комплекса PEARL (ИПФ РАН) [10]. В данных экспериментах был использован АЭ, длина которого 350 мм и диаметр 100 мм. Освещаемая лампами накачки часть АЭ составляла 250 мм, энергия импульсов накачки 30 кДж при длительности импульсов 300 мкс. Датчики располагались согласно схеме рис. 5. Использовалась поперечная отраженная волна. В данном случае возможность установки датчиков с одной из сторон АЭ ограничена, и поэтому используются плоские датчики без призм.

Для оценки изменения фазы при изменении температуры приведены осциллограммы фазы и температуры на аналогичном АЭ в термостате. Измерения происходили в области насыщения кривых (стационарное состояние, когда температуры в образце и на его поверхности равны) при нагреве и остывании.

На рис. 6 показана осциллограмма изменения фазы и поверхностной температуры в процессе нагрева и охлаждения АЭ. Отметим, что имеет место запаздывание кривой фазы по отношению к кривой поверхностной температуры, что и естественно.

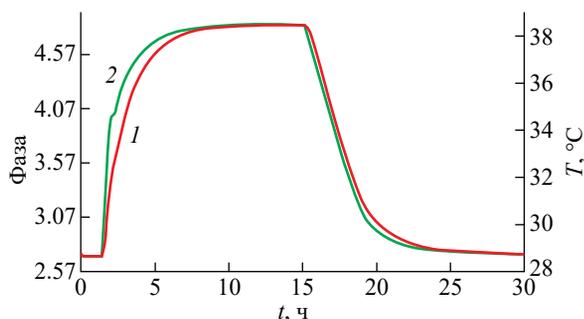


Рис. 6. Измерение в термостате при нагреве и охлаждении АЭ: 1 — фаза прошедшего УЗ-импульса, 2 — температура на поверхности АЭ.

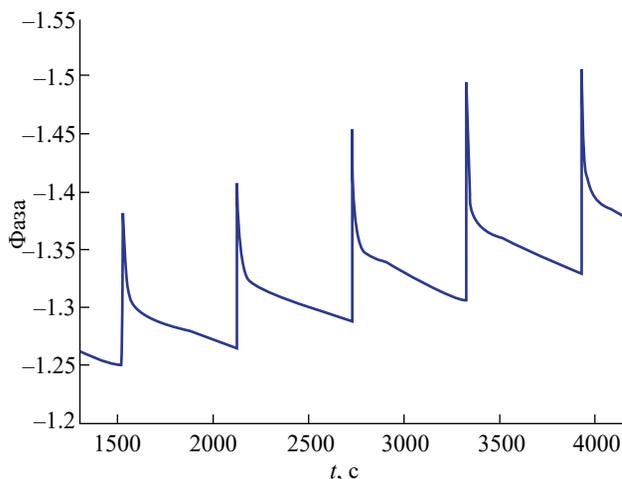


Рис. 7. Осциллограмма изменения фазы сигнала, прошедшего через активный элемент в процессе работы лазерной установки.

При изменении внешней температуры на $10.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ фаза изменяется на 2.22 рад.

Для оценки возможности применения комплекса мониторинга выполнен ряд экспериментов на действующей лазерной установке.

На рис. 7 представлена типичная осциллограмма изменения фазы УЗ-сигнала, прошедшего через АЭ непосредственно в процессе работы мощного лазера. Всплески соответствуют моментам импульсов накачки. Временные интервалы между выстрелами 15...20 мин.

В момент и непосредственно после импульса накачки регистрируемое изменение фазы обусловлено как непосредственно нагревом материала АЭ, так и сильной помехой — электрической и оптической от системы накачки АЭ, что, однако, не нарушает работу системы УЗ-мониторинга в дальнейшем. Первоначальный нагрев приповерхностной области после импульса накачки релаксирует вследствие термодиффузии вглубь АЭ и теплоотведения системой охлаждения. Можно выделить характерные временные масштабы экспоненциальной релаксации температуры: быстрый, порядка единиц секунд, непосредственно после импульса накачки и медленный, порядка десятков минут, далее. Это в целом соответствует ранее сделанным оценкам оптическим методом [4].

4. О ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ ПОПЕРЕЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Выше рассмотрена возможность мониторинга интегральной температуры по пути распространения ультразвукового пучка вдоль АЭ. Но для практического применения важно

контролировать пространственное распределение температуры в АЭ. Получение точного распределения требует наличия множества лучей, распространяющихся поперек АЭ. Тем не менее в приближении цилиндрически симметричного распределения температуры возможно оценить характер пространственного распределения по двум интегральным температурам. При работе в лазерной установке температура АЭ повышается за счет поглощения импульсного излучения накачки в тонком приповерхностном слое. Далее начальное распределение повышенной температуры с максимумом у поверхности релаксирует и постепенно выравнивается. Таким образом, можно выделить несколько возможных типов распределений температуры. Восстановить тип распределения температуры возможно с помощью зондирования вдоль диаметра АЭ и вдоль хорды (рис. 8). Для этих целей может использоваться излучающий преобразователь с малым волновым размером, который формирует пучок с широкой диаграммой направленности и двухканальный режим зондирования, описанный выше. Измеряя фазы сигналов, прошедших через диаметр и хорду поперечного сечения АЭ, можно измерить соотношения средних значений изменения фазы для некоторых распределений температуры.

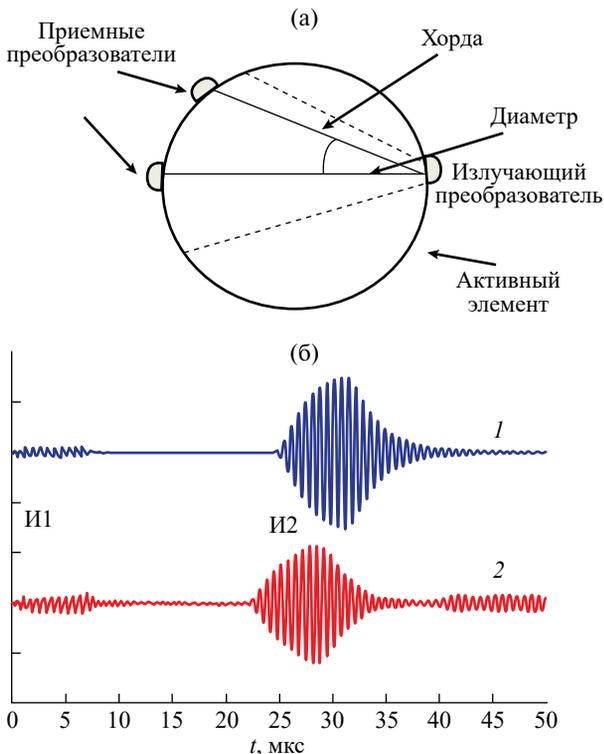


Рис. 8. Схема зондирования АЭ в поперечном сечении (а) и осциллограммы УЗ-сигналов при зондировании продольной волной (б): первый импульс, И1 – зондирующий (просачивание в приемник), второй, И2 – прошедший через диаметр АЭ (1) и через хорду (2).

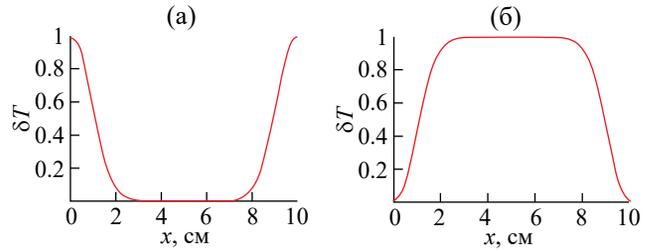


Рис. 9. Характерные случаи распределения температуры вдоль диаметра в поперечном сечении АЭ: а – сразу после нагрева в результате воздействия импульса накачки, б – после выравнивания температуры.

Так, например, для характерных модельных случаев поперечного распределения температуры в цилиндре (рис. 9) при зондировании вдоль диаметра и хорды с углом 30° отношения изменений фаз сигналов, прошедших вдоль диаметра и хорды АЭ, составляют 0.682 и 1.36 соответственно.

Данный вариант схемы измерений может быть реализован лишь после вмешательства в конструкцию квантрона, а именно необходима установка ультразвуковых датчиков внутри колбы охлаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен аппаратно-программный комплекс, работа которого основана на ультразвуковой локации активных элементов лазера. Комплекс предназначен для контроля внутренней температуры активных элементов мощных лазеров. Рассмотрены варианты схемы мониторинга температуры с различным расположением датчиков на АЭ. Продемонстрирована возможность измерения среднего значения температуры вдоль АЭ без изменения конструкции лазерной установки. Теоретически предлагается возможность при небольших изменениях конструкции обвязки АЭ исследовать поперечное распределение температуры. Проведены эксперименты по измерению фазы прошедшего сигнала при изменении температуры АЭ, расположенного в термостате для калибровки АПК. Продемонстрирована возможность регистрации изменения фазы, а следовательно, внутренней температуры при работе мощного лазера. Комплекс показал хорошую помехоустойчивость и высокую чувствительность к изменению внутренней температуры АЭ.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-20110).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990.
2. Кузьмин А. А., Лучинин А. Г., Потемкин А. К. и др. // Квантов. электрон. 2009. Т. 39. № 10. С. 895.
3. Kuzmin A.A., Khazanov E.A., Shaykin A.A. // Opt. Express. 2011. V. 19. № 15. P. 14223. DOI: 10.1364/OE.19.014223
4. Kuzmin A.A., Silin D.E., Shaykin A.A. et al. // J. Opt. Soc. Amer. B. 2012. V. 29. №. 6. P. 1152. DOI: 10.1364/JOSAB.29.001152
5. Казаков В.В., Каменский В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2023. №. 2. С. 110. DOI: 10.31857/S0032816223010172
6. Горальник А.С., Кульбицкая М.Н., Михайлов И.Г. и др. // Акуст. журн. 1972. Т. 18. № 3. С. 391.
7. Авакянц Л.И., Бужинский И.М., Корягина Е.И., Суркова В.Ф. // Квантов. электрон. 1978. Т. 5. № 4. С. 725.
8. Галахова О.П., Колтик Е.Д., Кравченко С.А. Основы фазометрии. Л.: Энергия, 1976.
9. Бражников Н.И. Ультразвуковая фазометрия. М.: Энергия, 1968.
10. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N. et al. // Laser Phys. Lett. 2007. V. 4. №. 6. P. 421. DOI 10.1002/lapl.200710008

HARDWARE AND SOFTWARE COMPLEX FOR HIGHPOWER LASER ACTIVE ELEMENTS INTERNAL TEMPERATURE STUDY BASED ON ULTRASONIC PROBING

**A. D. Mansfeld, G. P. Volkov, A. A. Kuzmin, A. V. Kupaev,
A. G. Sanin, A. A. Shaykin**

*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
46 Ul'yanov Str., Nizhny Novgorod, 603950 Russian Federation*

**E-mail: volkov@ipfran.ru*

Received December 12, 2023, revised February 09, 2024, accepted February 27, 2024

The design and principle of operation of hardware and software complex for highpower laser active element's temperature monitoring based on ultrasonic probing possibility research are described because of highpower laser active element heating may lead to amplified optical beam distortion as well as elements damage itself. Possible probing schemes are discussed. Methods sensibility and accuracy are estimated.

Keywords: phase detector, ultrasonic probing