

## ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОВОЛН

### **Новые исследования собственных микроволновых излучений головного мозга человека**

*Л.И. Брусиловский, А.С. Брюховецкий, С.П. Кожин*..... 3

### **Оптические коэффициенты нанометровых пленок меди с подложкой в полосе частот 8,5 ГГц - 12,5 ГГц**

*В.А. Вдовин, В.Г. Андреев, И.И. Пятайкин, Ю.В. Пинаев* ..... 8

### **Фазированная антенная решетка с цифровой схемой формирования многолучевой диаграммы направленности**

*Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев*..... 11

### **Структурные и волновые свойства многослойных периодических структур со связанными волновыми толщинами ( $\pi$ -структуры)**

*А.Е. Жителев, А.В. Козарь* ..... 13

### **Определение эффективной мощности микроволнового импульса**

*И.Е. Иванов* ..... 16

### **Генерация терагерцового излучения в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты**

*А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин,  
А.С. Сергеев* ..... 17

### **Дисперсионные характеристики сверхразмерных ЛБВ субмиллиметрового диапазона**

*В.Е. Родякин, В.М. Пикунов, В.Н. Аксенов*..... 21

### **Разработка импульсного генератора 3-х миллиметрового диапазона с пассивной синхронизацией мод**

*М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев*..... 25

### **О влиянии геометрических параметров двухсекционных осесимметричных сверхразмерных РДГ на выходные характеристики генерации**

*О.В. Галлямова, С.В. Худяков*..... 27

### **Трансивер цифровой фазированной антенной решетки с многолучевой диаграммой направленности**

*Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев*..... 30

**Определение геометрических характеристик цели с помощью  
распределенной сверхширокополосной радиолокационной системы**

*В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин..... 33*

## Новые исследования собственных микроволновых излучений головного мозга человека

Л.И.Брусилковский<sup>1</sup>, А.С.Брюховецкий<sup>2</sup>, С.П.Кожин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ООО «ЭЛЬБРУС Корпорация»,

<sup>2</sup>ЗАО «Клиника интервенционной неврологии и восстановительной терапии «Нейровита»

<sup>3</sup>АО «НПП «Исток» им. Шокина»,

[netsrv@aha.ru](mailto:netsrv@aha.ru)

С 2016 года группа энтузиастов инициативным образом при поддержке радиорелейной ассоциации АПОРРС проводит исследования собственных электромагнитных излучений головного мозга человека в УВЧ-/СВЧ-диапазоне от 850 МГц до 5,0 ГГц. Новое исследование проводилось 12-13.07.2021 в Испытательной лаборатории технических средств по параметрам ЭМС ФБУ «Ростест-Москва». В качестве инструментальных средств использовались измерительное оборудование Лаборатории (цифровой анализатор спектра высшего класса с опцией реального времени), антенна логопериодическая направленная R&S HL050, диапазон 850-МГц..26,5 ГГц, антенна измерительная логопериодическая П6-222М производства АО «СКАРД-Электроникс» (г.Курск), диапазон частот от 1,0 до 18 ГГц со встроенным маломощным усилителем (МШУ). Эксперименты проводились в безэховой экранированной камере (БЭК) высшего класса электромагнитной защиты по ГОСТ Р 50414-92 (аттестат ФГУП НИИФТРИ № 18/ПА-008/12).

В исследованиях 12-13.07.2021 ставились следующие задачи:

- 1) экспериментально подтвердить правильность методики регистрации микроволновых всплесков головного мозга;
- 2) доказать репрезентативными экспериментами внутренний характер микроволновых всплесков из головного мозга, зарегистрированный в предыдущих исследованиях 2016-19 гг;
- 3) подтвердить когнитивный характер регистрируемых микроволновых всплесков;
- 4) проверить использование измерительных антенн R&S HL050 с внешним МШУ 1-1М собственной разработки и П6-222М со встроенным МШУ для регистрации микроволновых всплесков из головного мозга.

Измерительный приемник регистрировал энергетику электромагнитного излучения (ЭМИ) в микроволновом диапазоне 0.85..5 ГГц в виде амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) с правой/левой височной области скальпа головы (соответствует зрительной доле коры головного мозга). Всего было проведено 8 серий экспериментов, которые отличались объектом исследований (голова человека, контрольный образец, фон), типом измерительной антенны, включенного/выключенного маломощный усилитель (МШУ) и диапазона измерений/количества измерений. Многократное сканирование велось в режиме накопления. Основным стимулом служило включение/выключение света в экспериментальном помещении БЭК. Основные существенные параметры серий экспериментов сведены в Таблицу 1

Таблица.1 Существенные параметры серий экспериментов

Се- рия	Антенна	МШУ	Полоса пропуск., ГГц	Зарег. значен- ний	Кол-во эксперим. в серии	Кратность сканир сигнала	Кратность сканир фона
1	HL050	нет	0,85..5,0	4150	40	1	10

2	П6-222М	вкл	1,0..5,0	4001	20	1	10
3	П6-222М	вкл	1,0..5,0	4001	20	1	10
4	П6-222М	вкл	1,0..5,0	4001	20	1	10
5	HL050	Внешний 1-1М	2,0..4,0	2001	40	1	10
6 конт- роль	HL050	Внешний 1-1М	2,0..4,0	2001	10	1	5
7 конт- роль	HL050	Внешний 1-1М	2,0..4,0	2001	6	5	5
8 фон	HL050	Внешний 1-1М	2,0..4,0	2001	10	-	1

Всего было проведено 166 экспериментов: 150 экспериментов на волонтере, 16 на контрольном образце, 10 экспериментов исследования фона.

В качестве контрольного образца использовалась 5-литровая пластиковая емкость, заполненная физиологической жидкостью, нагретой до 37°C. Адекватность модели основывается на том, что источник микроволнового излучения в диапазоне 1..5 ГГц может находиться на глубине не более 3 см, т.е. в слое спинномозговой жидкости головного мозга. Это доказано нейрофизиологами и учитывает магнитную проницаемость скальпа.

На рис.1. показаны примеры АЧХ с 1-кратным сканированием сигнала с правого затылка головы (синий) и 10-кратным накопительным сканированием фона (желтый), антенна П6-222М с включенным МШУ, диапазон измерений 1..5 GHz, количество точек анализа 4001 (шаг 1МГц) при свете, а на рис.2 – аналогично в темноте.

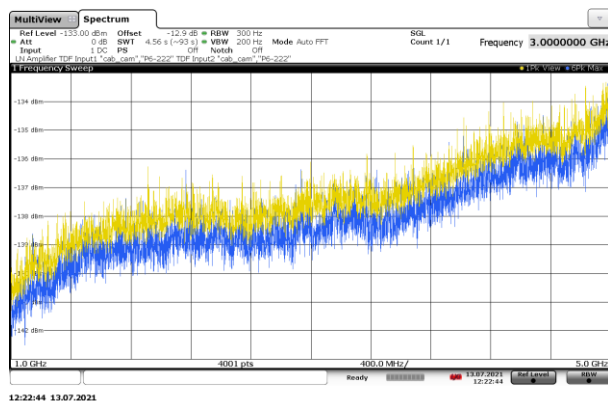


Рис. 1. АЧХ сигнала с правого затылка головы (синий) и фона (желтый). Серия 2. Эксперимент 4. Стимул СВЕТ

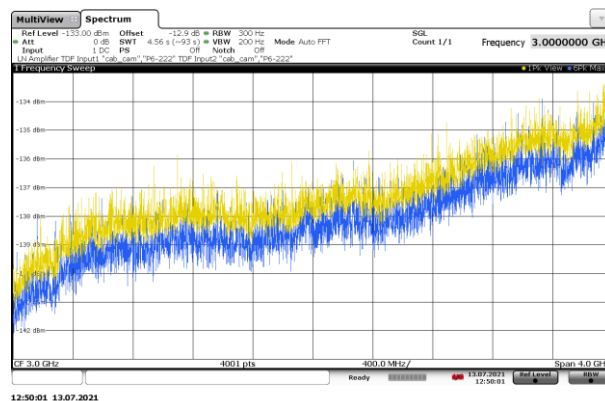


Рис. 2. АЧХ сигнала с правого затылка головы (синий) и фона (желтый). Серия 2. Эксперимент 4. Стимул ТЕМНОТА

В каждом эксперименте регистрировалось от 2000 до 5150 значений АЧХ. Измерительный приемник записывал цифровые результаты в файле Excel, а графические в формате jpg. Для обработки цифрового массива данных и выделения микроволновых всплесков потребовалась разработка специализированного программного обеспечения (СПО) для предварительного статистического анализа.

СПО было написано на языке программирования Python (Пайтон).

Программа **Spikes** выполняет:

- 1) подсчет **существенных микроволновых всплесков (μ-спайков)**, т.е. почастотный подсчет количества превышений амплитуды (энергии) сигнала над фоном и заданным порогом. Экспериментальным образом порог был выбран в 2,2 дБм.
- 2) в цифровом виде фиксирует, а в графическом виде отображает распределение μ-спайков по частотной шкале в рамках полосы пропускания, что, помимо самостоятельного значения, будет служить данными для более глубокого статистического анализа.

Программа **Sum\_spikes** позволяет графически сравнивать в рамках одной серии экспериментов суммарные μ-спайки при разных стимулах (СВЕТ/ТЕМНОТА).

Пример результатов обработки программой Spikes АЧХ, показанных на рис.1,2 (серия 2, эксперимент 4 для стимулов СВЕТ/ТЕМНОТА), показан на рис.3,4.

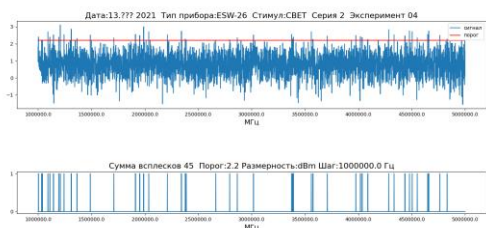


Рис. 3. Выделение μ-спайков из АЧХ эксперимента 4 серии 2 и их распределение по частотной шкале. Стимул СВЕТ

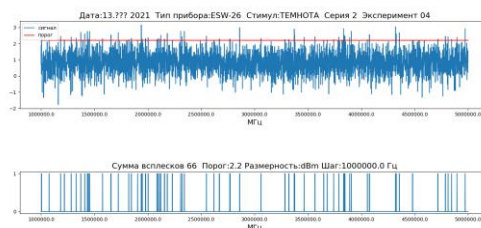


Рис. 4. Выделение μ-спайков из АЧХ эксперимента 4 серии 2 и их распределение по частотной шкале. Стимул ТЕМНОТА

Пример обработки результатов всех 10 экспериментов серии 2 программой Sum\_spikes показан на рис.5.

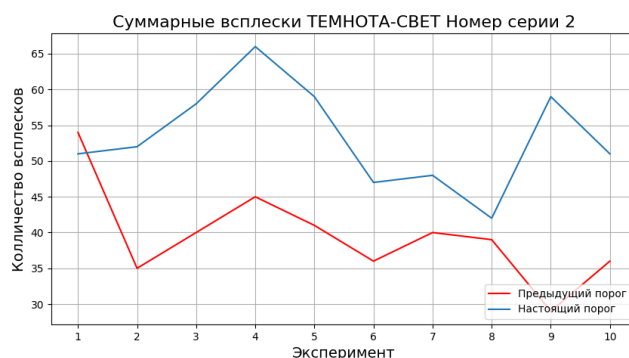


Рис. 5. Суммарные μ-спайки в 10 экспериментах серии 2. Стимулы: красный – СВЕТ, синий – ТЕМНОТА.

На Рис.6. представлено распределение суммарных μ-спайков для контрольного образца (серия 6, 5 экспериментов). Характер распределения существенно отличается от зарегистрированных с головы волонтера. Здесь наблюдаются редкие разовые μ-спайки, не превышающие 3 в эксперименте 4, в то время, например, как минимальное число μ-спайков в экспериментах серии 2 равно 30.

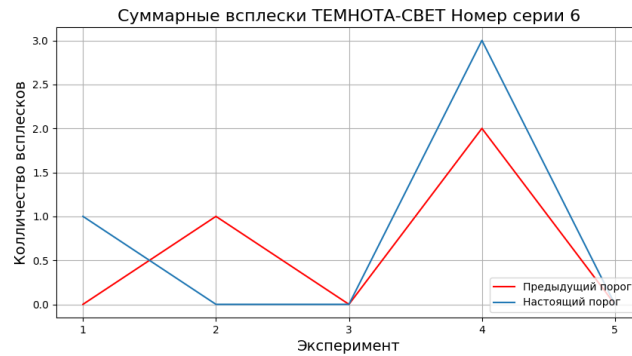


Рис. 6. Суммарные  $\mu$ -спайки в 5 экспериментах серии 6 (контрольный образец, 1-кратное сканирование сигнала). Стимулы: красный – СВЕТ, синий – ТЕМНОТА.

В серии 7 эксперименты на контрольном образце отличались 5-кратным накопительным суммированием сигнала. Результаты практически не отличаются от результатов серии 6: редкие разовые  $\mu$ -спайки, не превышающие 2 в эксперименте 2 (рис.7).

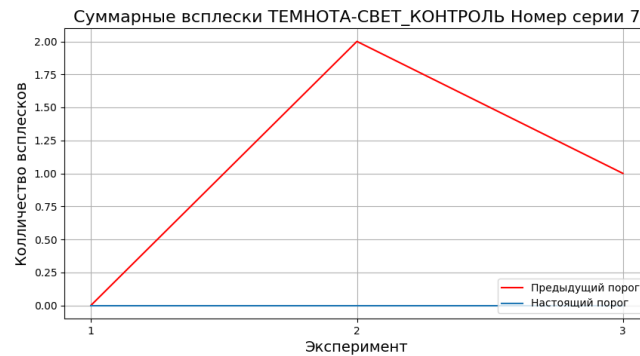


Рис. 7. Суммарные  $\mu$ -спайки в 3 экспериментах серии 7 (контрольный образец, 5-кратное накопительное сканирование сигнала). Стимулы: красный – СВЕТ, синий – ТЕМНОТА.

В течение всех серий экспериментов независимо регистрировался фон с места проведения эксперимента отдельно для стимула СВЕТ, отдельно для стимула ТЕМНОТА. Программная обработка их АЧХ показала практическую схожесть между собой по существенным всплескам. На рис. 8 приведено сравнение

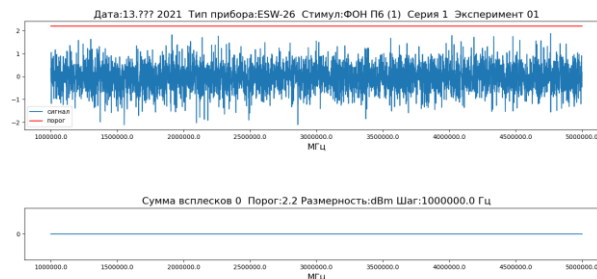


Рис. 8. Сравнение на существенные всплески между собой фонов (10-кратное накопительное сканирование) в серии 2 при свете и в темноте.  $\mu$ -спайки не обнаружены

В серии 8 были проведены углубленные исследования фона. Даже с учетом интенсивной промышленной радиочастотной активности в диапазоне 1,0..5,0 ГГц (GSM, WiFi, WiMAX в центре г.Москвы) при невозможности полной изоляции в БЭК

от наружных помеховых сигналов, высокой чувствительности измерительного оборудования и регистрации сигналов на уровне теплового шума, на рис. 9 показано, что в 10 экспериментах наблюдались только редкие разовые существенные помеховые всплески (до 4 всплесков в эксперименте 6).

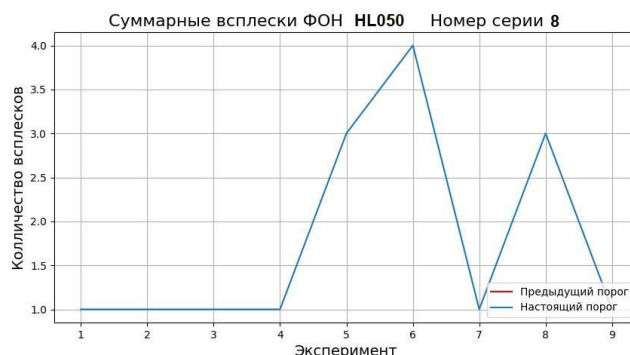


Рис. 9. Сравнение между собой на существенные всплески фонов при свете (эксперименты 1-4) и в темноте (эксперименты 5-9). Обнаружены редкие  $\mu$ -спайки

### Основные выводы:

Несмотря на трудность детерминировать стимулы при экспериментах в защищенном пространстве БЭЖ, т.к. зрительная активность при свете строго не определена, можно сделать следующие выводы:

- 1) Сравнение фонов, регистрируемых в течение 7 часов, при свете и в темноте показало, что в них практически отсутствуют существенные всплески, в отличие от регистрации множественных существенных всплесков в микроволновых излучениях с поверхности скальпа головы человека. Это подтверждает методику измерений.
- 2) Количество существенных всплесков со скальпа головы человека значительно больше, чем от контрольного образца, что подтверждается в большой серии экспериментов. Экспериментально подтвержден внутренний источник микроволнового излучения головного мозга.
- 3) Наблюдаются отличия в суммарных количествах существенных всплесков при свете и в темноте: в темноте чаще их больше. Это может свидетельствовать о когнитивном характере регистрируемых существенных всплесков.
- 4) Не наблюдается существенного отличия по чувствительности между антеннами R&S HL050 с внешним МШУ и отечественной П6-222М со встроенным МШУ. Это позволяет провести исследования одновременно 2-мя антеннами П6-222М, которые более доступны и могут исследовать место расположения источника микроволнового излучения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.И.Брусиловский, С.П.Кожин, В.В.Мужичков, Методика экспериментальной регистрации микроволновых излучений головного мозга человека Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2020») ISBN 978-5-6045125-0-0.
2. Л.И.Брусиловский, С.П.Кожин, В.В.Мужичков, Разработка многоканального микроволнового радиометра реального времени для регистрации собственных микроволновых излучений головного мозга человека, Сборник трудов XXXII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2021») (ISBN 978-5-6045125-1-7)..

## Оптические коэффициенты нанометровых пленок меди с подложкой в полосе частот 8,5 ГГц – 12,5 ГГц

В.А. Вдовин<sup>1</sup>, В.Г. Андреев<sup>2</sup>, И.И. Пятайкин<sup>1</sup>, Ю.В. Пинаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

[vdv@cplire.ru](mailto:vdv@cplire.ru)

Металлические плёнки толщиной в несколько нм способны эффективно поглощать электромагнитное излучение СВЧ диапазона [1]. В последнее время особый интерес к тонкопленочным поглотителям СВЧ излучения возник в связи с планируемым внедрением технологии 5G, где передача данных происходит в диапазонах частот 2.3 – 4.7 GHz и 24 – 54 GHz. Для защиты операторов и чувствительных устройств от влияния электромагнитных помех предлагается использовать оптически прозрачные покрытия с достаточным большим поглощением СВЧ излучения в широкой полосе. Разрабатываются покрытия на основе высокоаморфных нанометровых плёнок пиролитического углерода (PyC), состоящих из беспорядочно ориентированных и переплетенных чешуек графена с типичным размером в несколько нанометров. Такие покрытия поглощают до 38% падающего излучения [2]. В устройстве, основанном на асимметричном резонаторе Фабри-Перо, в качестве поглотителя СВЧ излучения используются монослой графена и прозрачный ультратонкий (8 нм) слой легированного серебра [3]. Подстройка пика поглощения осуществляется путем подбора толщины слоя плавленого кварца, расположенного между слоями графена и серебра. Целью настоящей работы являлось изучение зависимости оптических коэффициентов ультратонких пленок меди от толщины кварцевых подложек и демонстрация возможности создания покрытий, обладающих высоким уровнем поглощения и минимальным отражением СВЧ волн в широкой полосе частот. При этом подложки выбирались так, чтобы их толщина составляла четверть или половину длины волны на определенных частотах в измеряемом диапазоне.

Плёнки меди напылялись в вакуумной установке методом термического испарения. Напыление производилось на поверхность тщательно очищенных подложек из оптического кварцевого стекла марки КУ-1 толщиной 4 мм и размерами 22.9x9.8 мм, отполированных до шероховатости оптического класса.

Измерения оптических коэффициентов ультратонких пленок меди проводились в тракте прямоугольного волновода в диапазоне частот 8.5 – 12.5 GHz для двух ориентаций плёнки по отношению к направлению падающей волны. При fq (film-quartz) ориентации волна падала непосредственно на поверхность плёнки, а при qf (quartz-film) ориентации волна падала на плёнку после прохождения через кварцевую подложку. Схема измерений была выполнена абсолютно симметричной по отношению к каналам векторного анализатора: держатель подложки с пленкой помещался между двух коаксиально-волноводных переходов (КВП), которые подключались к каналам 1 и 2 векторного анализатора цепей ZVA-24. Калибровка и определение оптических коэффициентов производились также, как в работе [1].

Предварительно были проведены тестовые измерения коэффициентов отражения и пропускания чистых подложек в диапазоне частот 8.5 – 12.5 GHz. В измерениях использовались подложки толщиной 2 и 4 мм, а также их комбинации 4+2 мм и 4+4 мм, когда в оправку вставлялась пара плотно прижатых друг к другу подложек. Поскольку схема измерений симметрична по отношению к каналам 1 и 2, то коэффициенты отражения при падении волны со стороны канала 1 ( $R_{11}$ ) и со стороны



канала 2 ( $R_{22}$ ) практически совпадают (Рис.1). Аналогичное утверждение справедливо и для коэффициентов пропускания  $T_{12}$  и  $T_{21}$ .

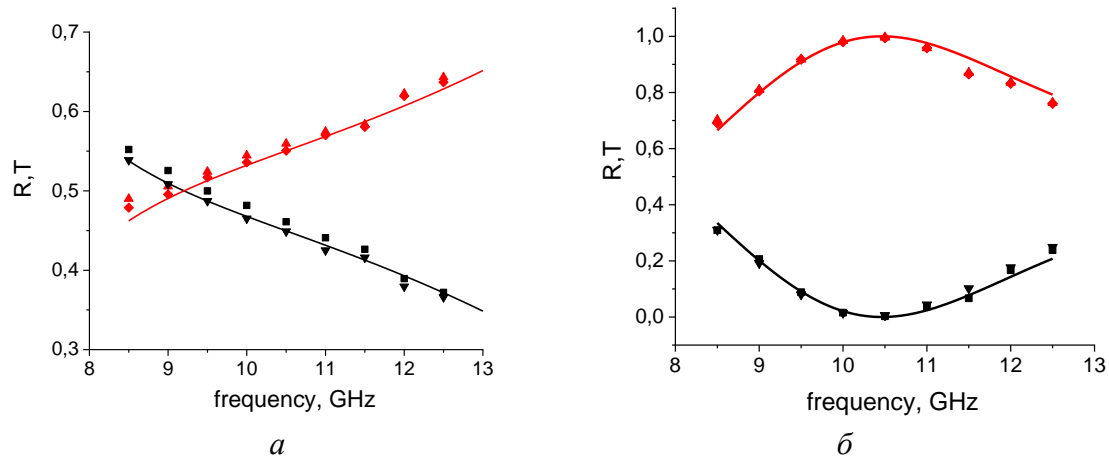


Рис.1. Коэффициенты отражения  $R_{11}$  (■),  $R_{22}$  (▼) и коэффициенты пропускания  $T_{12}$  (◆),  $T_{21}$  (▲), измеренные для подложек толщиной 4 mm (а) и 8 mm (4+4 mm) (б). Линиями показаны коэффициенты отражения и пропускания, рассчитанные для значения  $\epsilon = 3.6$ .

Измеренные значения оптических коэффициентов сравнивались с результатами расчетов по известным формулам [4] с учетом волноводного распространения. Диэлектрическая проницаемость кварцевого стекла  $\epsilon$  варьировались так, чтобы среднее квадратичное отклонение рассчитанных значений оптических коэффициентов было минимальным для всех комбинаций подложек. Было получено значение  $\epsilon = 3.6$ . Подложка толщиной 8 mm (при  $\epsilon = 3.6$ ) является полуволновой на частоте 10.46 GHz, поэтому на указанной частоте наблюдается минимум отражения, а коэффициент пропускания равен 1 (Рис.1б).

На рис.2а приведены зависимости оптических коэффициентов  $R$ ,  $T$  и  $A$  плёнки толщиной 7.9 nm на 4-mm подложке от частоты, измеренные при падении волны как со стороны плёнки (fq), так и со стороны кварцевой подложки (qf).

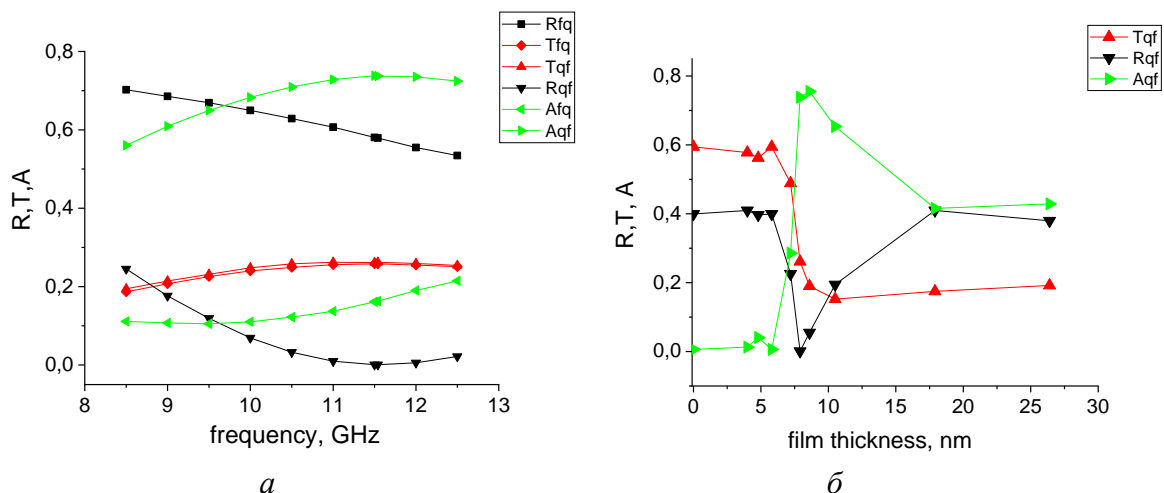


Рис.2. Зависимости оптических коэффициентов плёнки 7.9 nm на 4-mm подложке от частоты, измеренные при падении волны со стороны плёнки ( $R_{fq}$  (■),  $T_{fq}$  (◆),  $A_{fq}$  (◄)) и со стороны кварцевой подложки ( $R_{qf}$  (▼),  $T_{qf}$  (▲) и  $A_{qf}$  (►)) (а). Зависимости коэффициентов  $R_{qf}$  (▼),  $T_{qf}$  (▲) и  $A_{qf}$  (►) (б) от толщины плёнки на 4-mm подложке, измеренные на частоте 11.5 GHz. Символы соединены линиями для наглядности.

Коэффициенты пропускания, в силу симметрии схемы измерений, совпадают и практически не зависят от частоты, оставаясь примерно на уровне 0.2 – 0.26. Коэффициент отражения  $R_{fq}$  монотонно уменьшается от 0.7 ( $f=8.5$  GHz) до 0.53 ( $f=12.5$  GHz), а коэффициент поглощения  $A_{fq}$  соответственно плавно возрастает от 0.11 ( $f=8.5$  GHz) до 0.21 ( $f=12.5$  GHz). Коэффициент отражения в случае падения волны со стороны 4-мм подложки убывает от значения 0.24, достигает практически нуля на частоте 11.54 GHz, а затем увеличивается до 0.02 ( $f=12.5$  GHz). Коэффициент поглощения  $A_{qf}$  возрастает от 0.56 ( $f=8.5$  GHz), достигает максимума 0.73 ( $f=11.54$  GHz) и уменьшается до 0.72 на краю диапазона ( $f=12.5$  GHz). Диапазон частот, где наблюдается максимум поглощения  $A_{qf} > 0.72$  и минимум отражения  $R_{qf} < 0.03$ , составляет около 2 GHz.

Зависимости коэффициентов  $R_{qf}$ ,  $T_{qf}$  и  $A_{qf}$  от толщины плёнки на 4-мм подложке, измеренные на частоте 11.5 GHz, приведены на рис.2б. У плёнок толщиной до 6 nm сплошной металлический слой еще не сформировался, и их оптические коэффициенты практически не отличаются от значений, измеренных для чистой подложки. В наших измерениях минимальная толщина, при которой плёнки начинали проявлять металлические свойства, составила 7.2 nm. На участке 7.2 – 7.9 nm наблюдается резкое уменьшение  $R_{qf}$ , после чего начинается область толщин, при которых отражение растёт, а пропускание уменьшается. Для плёнок толщиной более 18 nm коэффициенты  $R_{qf}$ ,  $T_{qf}$  выходят на примерно постоянный уровень. Коэффициент поглощения имеет максимум  $A_{qf} = 0.76$  для плёнки толщиной 8.6 nm, после чего уменьшается и выходит примерно на постоянный уровень для плёнок толщиной более 18 nm.

Увеличение толщины подложки до 6 mm (4 + 2) приводит к заметному изменению оптических коэффициентов. Коэффициенты пропускания ( $T_{qf} \approx T_{fq}$ ) плёнки толщиной 8.6 nm с ростом частоты монотонно уменьшаются от значения  $T_{qf} = 0.22$  ( $f=8.5$  GHz) до 0.09 ( $f=12.5$  GHz). Коэффициент отражения  $R_{fq}$  меняется в пределах, не превышающих 20% ( $0.53 < R_{fq} < 0.62$ ). Коэффициент отражения при падении волны со стороны подложки  $R_{qf}$  имеет минимум  $6.4 \cdot 10^{-3}$  на краю диапазона ( $f=8.5$  GHz), затем он быстро растёт и на частоте 12.5 GHz сравнивается с  $R_{fq}$ . Коэффициент поглощения  $A_{qf}$  на частоте  $f=8.5$  GHz имеет значение 0.775, что является абсолютным максимумом для поглощения, зарегистрированного во всех наших измерениях. С ростом частоты  $A_{qf}$  уменьшается, и на частоте  $f=12.5$  GHz он сравнивается с  $A_{fq}$ .

В заключение отметим, что высокий уровень поглощения (коэффициент  $A_{qf}$ ) плёнок толщиной 7.9 и 8.6 nm на 4- mm подложке сопровождается существенным снижением коэффициента отражения  $R_{qf}$  (рис.2б). Этот факт имеет принципиальное значение для создания защитных электромагнитных экранов, т.к. одновременно с поглощением происходит снижение уровня паразитных отражений и минимизируется эффект возникновения ярких бликовых пятен.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-07-00903.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Vdovin et al. // Optics and Spectroscopy. 2019. V.127. No 5. P. 907. doi: 10.1134/S0030400X19110274.
2. Kuzhir P.P. et al. // Nanoscale Res Lett. 2013. V.8. N.1. P. 60. doi.org/10.1186/1556-276X-8-60.
3. Wang H. et al. // Adv. Sci. 2019. N.6. P. 1901320. doi.org/10.1002/advs.201901320.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.

## **Фазированная антенная решетка с цифровой схемой формирования многолучевой диаграммы направленности**

Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн*

*Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

*luguoming.hit@gmail.com, zakharov1@mail.ru, korolev\_phys@mail.ru*

В настоящее время многолучевые антенные решетки с цифровой схемой формирования многолучевой диаграммы направленности начинают применяться в пятом поколении сетей мобильной связи (5G) [1]. В сетях 5G и в следующих поколениях беспроводной связи многолучевая диаграмма используется для формирования направленного излучения/приема радиоволн от базовой станции сразу на нескольких абонентов, а также для отслеживания направления на каждого отдельного абонента, обеспечивая таким образом наилучшие условия передачи сигнала [1], [2]. Многолучевая диаграмма приводит к большей доступности широкополосной мобильной связи.

Одной из ключевых технологий для реализации сетей сотовой связи 5G является использование в составе базовых станций многоэлементных антенных решеток. Соответствующие системы получили наименование Массивных систем связи с разнесенным приемом и передачей (Massive MIMO). Антенные решетки, используемые в MIMO, состоят из множества антенных элементов, имеющих слабую степень корреляции. Излучатели расположены друг к другу под прямым углом, что позволяет добиться эффективного дублирования сигнала под разными углами [2-5].

Методы формирования многолучевой диаграммы направленности в фазированных антенных решетках по формам реализации делятся на аналоговые и цифровые. В аналоговых методах формирования многолучевой диаграммы часто используются матричная схема, линза, структуры с волноводом в подложке и микро-электромеханические системы.

В настоящее время матрица Батлера, матрица Бласса и матрица Нолена получили широкое применение в формировании многолучевой диаграммы направленности антенных решеток в системах беспроводной радиосвязи.

В матрице Батлера выполняется пространственное преобразование Фурье и обеспечивается  $2n$  ортогональных лучей, эти лучи являются линейно независимыми комбинациями диаграмм направленности всех антенных излучателей. При излучении многих лучей схема приводит к неизбежным пересечениям.

В матрице Бласса используются направленные ответвители и линии передачи, обеспечивающие сдвиги фаз для формирования многолучевой диаграммы антенной решетки. При возбуждении нескольких входных портов матрица Бласса может излучать несколько лучей одновременно. При излучении множества лучей данная схема требует большого количества линий соединения.

Схема на основе матрицы Нолена выполняет дискретное преобразование Фурье для выходных портов. Для формирования заданной диаграммы направленности вычисляются амплитуды и фазовые сдвиги входных сигналов.

Линза может сформировать несколько лучей без использования аналоговых компонентов (ответвителей, переключателей и фазовращателей). Фазовые сдвиги (временные задержки) при прохождении радиоволн в линзе обеспечивают возможность формирования многолучевого излучения.

В последние годы интегрированные волноводы в подложке (SIW – Substrate Integrated Waveguide), Микроволновые монокристаллические интегральные схемы (ММИС – Monolithic Microwave Integrated Circuit) и Микро-электромеханические системы (MEMS – Micro-Electro-Mechanical System) часто используются в антенных решетках для реализации многолучевой диаграммы излучения.

В данной работе предложена фазированная антенная решетка с цифровой схемой формирования лучей для реализации беспроводных систем связи следующего поколения. Цифровое формирование лучей обеспечивает преимущества гибкого управления лучевой структурой и возможность независимой передачи информации по каждому из лучей. Количество лучей и их направления могут изменяться, при этом скорость перестройки значительно превышает скорость аналоговых систем.

Разработана микрополосковая ЦАР с 16 элементами, полоса рабочих частот составила от 6.9 до 7.4 ГГц, относительная ширина полосы частот 7%. Разработанный трансивер выполняет функции перевода сигнала из цифровой в аналоговую форму и обратно, переноса сигнала на несущую частоту, усиления и фильтрации сигнала. Экспериментальный стенд состоит из ЭВМ, платы с ПЛИС, разработанных трансиверов и цифровой антенной решетки. Цифровая схема обеспечивает формирование многолучевой диаграммы направленности и гибкое управление лучевой структурой. На рис.1 представлена диаграмма направленности двух последовательных лучей в горизонтальной плоскости излучения.

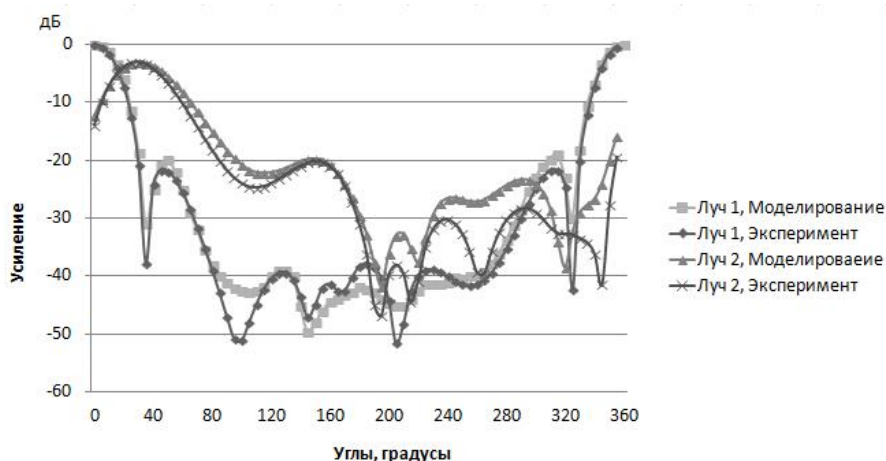


Рис. 1. Диаграмма направленности двух последовательных лучей в горизонтальной плоскости излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. <https://ru.wikipedia.org/wiki/5G>
2. Afif Osseiran et al. // IEEE Communications Magazine. Vol. 52, Issue 5, May 2014.
3. Слюсар В. И. // Первая миля. N1, 2018, С. 72.
4. Слюсар В. И. // Первая миля. N2, 2018, С. 74.
5. Бакулин М. Г. Варукина Л.А., Крейнделин В.Б. “Технология ММО: принципы и алгоритмы” М.: Горячая линия - Телеком, 2014.
6. Степанец И., Фокин Г. // Первая миля. N1, 2018, С. 46.

## Структурные и волновые свойства многослойных периодических структур со связанными волновыми толщинами ( $\pi$ -структуры)

А.Е. Жителев<sup>1</sup>, А.В. Козарь<sup>1</sup>

<sup>1</sup>119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В. Ломоносова Дом 1, строение 2, Физический Факультет

[ae.zhitelev@physics.msu.ru](mailto:ae.zhitelev@physics.msu.ru)

Разработка методов анализа и синтеза многослойных периодических структур с заданными характеристиками является актуальной проблемой для решения ряда задач как прикладной, так и фундаментальной физики. Особый интерес и актуальность представляют аналитические способы решения задач синтеза многослойных периодических структур с заданными амплитудно-фазовыми характеристиками, поскольку они дают ряд неоспоримых преимуществ по сравнению с численными методами синтеза. Полученные точные решения при синтезе многослойных структур в аналитической форме позволяют найти полное множество всех структурных решений задачи, выполнять обобщенный анализ её волновых и структурных свойств и находить оптимальные по различным критериям решения без привлечения специальных пакетов прикладных компьютерных программ.

Фундаментальной задачей, лежащей в основе решения практических всех задач распространения волн в структурированных средах, является задача нахождения алгоритма синтеза многослойной структуры, которая могла бы обеспечить эффективную передачу волновой энергии от одной материальной среды в другую. Хорошо известны точные аналитические соотношения синтеза структур с четвертьволновыми слоями в периоде. Однако такие структуры обладают одним принципиальным недостатком, который связан с невозможностью получения заданного коэффициента отражения (пропускания) волны от системы «структура-среда». Это связано с тем, что в силу ограниченности выбора материалов для изготовления слоев структуры, единственным способом изменения ее отражательной способности является изменение числа слоев. Однако зависимость коэффициента отражения (пропускания) таких структур от числа слоев имеет дискретный характер и для получения заданного коэффициента отражения (в частности и нулевого), необходимо переходить к численным методам синтеза. Кроме того, использование четвертьволновых слоев (полученных, например, методами вакуумного термического напыления) практически невозможно вследствие их большой толщины в среднем и дальнем ИК-диапазонах.

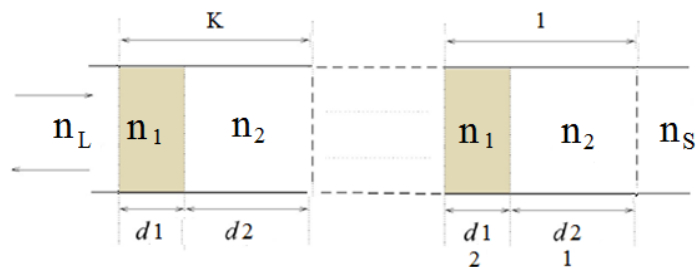


Рис. 1. Согласующая структура с двухслойным периодом.

С целью создания универсального аналитического алгоритма синтеза многослойных периодических структур с заданной амплитудно-фазовой характеристикой был предложен «метод связанных волновых толщин» и на его основе построен универсальный аналитический алгоритм точного синтеза нового класса многослойных периодических структур – « $\pi$ -структур» [1]. Принципиальное отличие

предложенного метода заключается во введении дополнительного способа формирования амплитудно-фазовой характеристики многослойной периодической структуры за счет изменения не только числа слоев, но и соотношения толщин слоев в периоде. В результате точного решения такой задачи в классической постановке «среда<sub>1</sub>-структура-среда<sub>2</sub>» (рис.1.), был получен алгоритм синтеза в виде двух связанных уравнений, содержащих полное множество всех точных аналитических решений задачи синтеза многослойной структуры, обеспечивающей на заданной длине волны коэффициент отражения от такой системы равный нулю [2]:

$$T_1 = AT_2 \quad (1)$$

$$1 - \Psi T_2^2 = \frac{U_{K-2}(x)}{U_{K-1}(x)} \sqrt{(1 + (AT_2)^2)(1 + T_2^2)} \quad (2)$$

где:  $\Psi = \begin{cases} P, & \text{если } N = 2K \\ B, & \text{если } N = 2K + 1 \end{cases}$   $T_i \equiv tg(2\pi n_i d_i / \lambda)$ , ( $i = 1, 2$ )  $d_{1,2}$  – физическая толщина слоёв

$$A = \frac{n_1(n_2^2 - n_L n_S)}{n_2(n_L n_S - n_1^2)} \quad (3)$$

$$x = \frac{1 - pA(T_2)^2}{\sqrt{(1 + (AT_2)^2)(1 + T_2^2)}}, \quad B = \frac{n_2^4 - n_L n_S n_1^2}{n_2^2(n_L n_S - n_1^2)}$$

$$P = \frac{(n_2^2 - n_L n_S)(n_L n_1^2 - n_S n_2^2)}{n_2^2(n_L - n_S)(n_L n_S - n_1^2)}, \quad p = \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1 n_2}$$

В случае, когда необходимо получить коэффициент отражения от среды с показателем преломления  $n_s$  ( $|r_s| = (n_s - n_L) / (n_s + n_L)$ ) равный некоторому заданному значению  $|r_x|$  из интервала значений от 0 до 1, достаточно, используя разработанный алгоритм, синтезировать просветляющую структуру для среды с гипотетическим показателем преломления  $n'_s$ , который определяется из соотношений:

$$|r_x| > |r_s| \rightarrow n'_s = n_s \frac{1 + |r_x|}{1 - |r_x|}, \quad |r_x| < |r_s| \rightarrow n'_s = n_s \frac{1 - |r_x|}{1 + |r_x|}$$

Первое уравнение системы является уравнением связи. Причем, как видно из выражения (3), коэффициент связи  $A$  зависит только от показателей преломления граничных сред и слоев структуры и не зависит от числа слоев, длины волны, физических толщин слоев, т.е. имеет универсальный характер. Выполнение условия связи является необходимым и достаточным условием равенства « $\pi$ » фазы коэффициента отражения волны от структуры. Поскольку  $A$  инвариантен относительно числа и толщин слоев структуры, то любая структура, синтезированная по предложенному алгоритму на основании связанных уравнений (1)-(2) будет иметь фазу коэффициента отражения, равную « $\pi$ ». Из уравнения (2) системы на основании точных аналитических формул определяются все возможные значения физических толщин  $d_2$ . Причем одновременно определяется минимальное число слоев, при котором уравнение (2) имеет действительные решения при заданных значениях показателей преломления граничных сред и слоев структуры [2]. Физическая толщина ( $d_1$ ) определяется из  $d_2$  в соответствии с условием связи из уравнения (1).

В заключении необходимо отметить, что предложенный метод «связанных волновых толщин» носит универсальный характер, поскольку на его основе создан алгоритм, позволяющий аналитически точно для полного множества всех структурных решений (толщин, количества слоев), синтезировать периодические двухкомпонентные многослойные « $\pi$ -структуры», обеспечивающие заданный коэффициент отражения на

всем непрерывном множестве его значений от 0 до 1, для любых действительных значений показателей преломления граничных сред и показателей преломления слоев в периоде структуры. В качестве примера использования предложенного аналитического алгоритма синтеза « $\pi$ -структур», обеспечивающих заданный коэффициент отражения, на рис.2 приведён спектр различных значений энергетического коэффициента отражения ( $R_x$ ) от высокоотражающей среды с показателем преломления  $n_s = 60$ , реализованный « $\pi$ -структурами» с двухслойным периодом, состоящими из пяти слоёв и синтезированных аналитически по предложенному алгоритму.

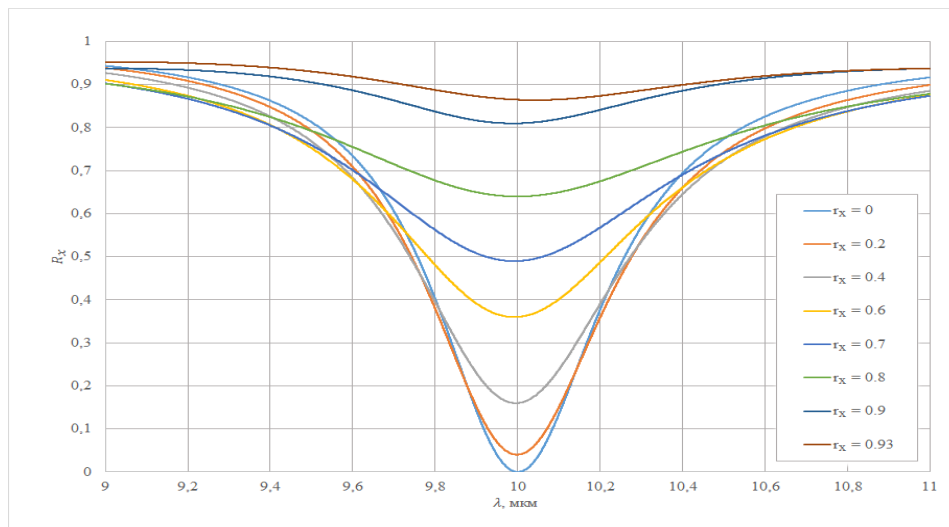


Рис. 2. Спектр  $R_x$  для случая  $n_1 = 1.45$ ,  $n_2 = 2.55$ ,  $n_s = 60$ ,  $n_L = 1$ .

Так, следующие основные волновые и структурные свойства « $\pi$ -структур»:

1. Любая периодическая двухкомпонентная структура, оптические толщины слоев в периоде которой связаны соотношением связи (1), всегда имеют фазу коэффициента отражения равную « $\pi$ » (частный случай « $\pi$ -структуры» – четвертьволновые структуры, для которых коэффициент связи  $A = 1$ ).
2. У любой периодической двухкомпонентной просветляющей структуры волновые толщины слоев в периоде всегда связаны в соответствии с уравнением связи (1).
3. Волновые свойства (модуль и фаза коэффициента отражения) « $\pi$ -структур» инвариантны относительно длины волны, числа и толщин слоев.
4. Во всем многообразии структурных решений такого класса структур существуют так называемые тонкослойные решения, которые можно выделить в особый подкласс « $\pi$ -структур» – тонкослойные интерференционные структуры (ТИС). Из системы связанных уравнений следует, что ряд решений характерен тем, что физические значения толщин связанных слоев в периоде структуры обратно пропорциональны числу слоев, и сохраняя все амплитудно-фазовые характеристики присущие « $\pi$ -структурам» можно синтезировать структуры с толщинами слоев существенно (в десятки раз) меньше четвертьволновых, более того, суммарная волновая толщина таких структур оказывается меньше четвертьволновой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Козарь. // Оптика и Спектроскопия, №59, вып.5, 1985, С. 1132-1136.
2. А.В. Козарь. // Оптика связанных волновых толщин – универсальный метод синтеза интерференционных антиотражающих покрытий ( $\pi$ -структуры). ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2020. № 6. С. 92-98.

## Определение эффективной мощности микроволнового импульса

И.Е. Иванов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва  
[iei@fpl.gpi.ru](mailto:iei@fpl.gpi.ru)

При анализе работы различного рода приборов, излучающих импульсы микроволнового излучения, возникает потребность определения средней мощности импульса. При регистрации такого излучения цифровыми осциллографами процесс обработки осциллограммы значительно упрощается и сводится к применению методов цифровой обработки сигналов для осциллограммы, записанной в виде массива  $(t_i, u_i)$ , содержащего  $N$  отсчётов пар "время – амплитуда" с фиксированным шагом дискретизации  $\Delta t$  и длительностью  $T$ . В этом случае энергию сигнала  $q$  можно представить в виде

$$q = \sum_{i=1}^N u_i^2 \Delta t = \Delta t \sum_{i=1}^N u_i^2 \quad (1)$$

и стандартное определение средней мощности имеет вид

$$\langle p \rangle = \frac{q}{T} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{i=1}^N u_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2 \quad (2)$$

Для сложной формы сигнала временной интервал  $T$  приходится разбивать на более короткие участки, на которых амплитуда осциллограммы или график зависимости  $u^2(t)$  слабо меняется. Процедура определения этих временных интервалов носит субъективный характер и для неповторяющихся по форме сигналов требует индивидуальный подход.

В настоящей работе предлагается универсальный метод определения средней мощности сигнала, который автоматически учитывает форму сигнала и определяет эффективное время и эффективную мощность с выполнением очевидного требования

$$\langle p \rangle_{eff} = \frac{q}{T_{eff}}. \quad (3)$$

Для этого вводится понятие "центра тяжести" реального и эффективного импульсов и налагается условие совпадение центров тяжести этих импульсов в координатах  $(t_i, u_i^2)$ . Кроме того, производится коррекция формул для гармонического сигнала с постоянной амплитудой, для которого должно выполняться условие

$$\langle p \rangle = \langle p \rangle_{eff} \quad (4)$$

для величин, определённых по (2) и (3). Это доказывает правомерность применения данного метода к импульсам любого спектрального состава. Таким образом, метод позволяет сравнивать мощности произвольных сигналов и их фрагментов между собой в автоматическом режиме.

Предложенная методика продемонстрирована на анализе импульсов плазменных релятивистских источников [1] с энергиями до 20 Дж для области частот 1 – 5 ГГц.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Стрелков П.С. // УФН, 2019, Т.189, №5, С.494,  
DOI:doi.org/10.3367/UFNr.2018.09.038443



## Генерация терагерцового излучения в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты

А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, А.С. Сергеев  
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
[leontiev@ipfran.ru](mailto:leontiev@ipfran.ru)

В настоящее время одними из наиболее мощных источников излучения субтерагерцового диапазона являются гиротроны, которые в импульсном режиме обеспечивают уровни мощности в сотни киловатт в диапазоне 0.3-0.7 ТГц при работе на основном циклотронном резонансе [1,2]. Однако необходимость создания достаточно сильных магнитных полей в большом объеме является одним из ключевых факторов, ограничивающих продвижение мощных гиротронов в более высокочастотные диапазоны. В этой связи, как с целью повышения частоты генерации при заданной величине магнитного поля, так и для снижения магнитного поля на заданной частоте, представляет интерес исследование генерации излучения на циклотронных гармониках. Одной из привлекательных возможностей здесь является использование эффекта умножения частоты. При этом, поскольку электронный пучок является нелинейной средой, в нем под воздействием внешней или сгенерированной самим пучком низкочастотной (НЧ) волны возникают гармоники тока, которые обеспечивают последующее высокочастотное (ВЧ) излучение на гармониках частоты исходной волны.

В случае слабoreлятивистских винтовых электронных пучков значительным недостатком описанного механизма является низкий коэффициент нелинейной трансформации (КНТ), который определяется как отношение мощности ВЧ излучения к уровню НЧ генерации на основном циклотронном резонансе. Это обусловлено, с одной стороны, неэквидистантностью спектра мод цилиндрических волноводов, типично используемых в гиротронах, а, с другой, – быстрым спаданием коэффициентов связи с увеличением номера гармоники. В частности, проведенные в [3,4] измерения мощности для слабoreлятивистского гиротрона с рабочей частотой 263 GHz показали, что значения КНТ на второй циклотронной гармонике составили  $10^{-4}$  (т.е., около 0.01% относительно мощности излучения на первой гармонике), а для третьей – около  $10^{-6}$  (0.0001%). В то же время, хорошо известно, что степень спада коэффициентов связи на гармониках уменьшается с увеличением энергии электронов [5]. В данной работе показано, что при использовании релятивистского сильноточного винтового электронного пучка, коэффициент нелинейной трансформации в гиротроне увеличивается на несколько порядков. В результате, мощность генерации на третьей гармонике может составлять десятки доли процента относительно мощности генерации на первой гармонике.

Рассмотрим модель гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного цилиндрического волновода радиусом  $R_0$ , в котором винтовой электронный пучок возбуждает несколько ТЕ-мод с номерами  $n = 1, 2, 3, \dots$  и значениями азимутального и радиального индексов  $m_n$  и  $q_n$ , соответственно. Будем полагать, что каждая мода взаимодействует с пучком на  $s_n$ -ой циклотронной гармонике; при этом частота излучения на заданной моде близка как к критической частоте моды в резонаторе  $\bar{\omega}_n^c$ , так и к величине  $s_n \omega_H^0$ , где  $\omega_H^0 = eH_0/m_e c \gamma_0$  – гирочастота,  $H_0$  – величина ведущего магнитного поля,  $\gamma_0$  – релятивистский масс-фактор. Электрическое поле каждой из мод в рабочем пространстве может быть представлено в виде

$\bar{E}_n = \text{Re}\left(A_n(z, t) \bar{E}_\perp^n(r) \exp\left(is_n \omega_H^0 t - im_n \varphi\right)\right)$ , где  $A_n(z, t)$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда моды с номером  $n$ , функция  $\bar{E}_\perp^n(r)$  описывает радиальную структуру моды,  $\varphi$  – азимутальный угол. Электронно-волновое взаимодействие с учетом разброса по скоростям в электронном пучке может быть описано следующей системой уравнений (ср. с [6]):

$$i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + s_n \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + (i\Delta_n + i\delta_n(Z) + \sigma_n) a_n = i \frac{I_n}{4\pi^2} \frac{\int_0^{2\pi} e^{i(m_n - s_n)\varphi} \int \alpha(p_0) \langle p^s \rangle_{\theta_0} dp d\varphi}{\int \beta_{\parallel 0} \alpha(p_0) / \bar{\beta}_{\parallel 0} dp} \quad (1)$$

$$\frac{\bar{\beta}_{\parallel 0}}{\beta_{\parallel 0}} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\bar{g}_0^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip\left(|p|^2 - |p_0|^2\right) = i \sum_n a_n (p^*)^{s_n - 1} e^{-i(m_n - s_n)\varphi},$$

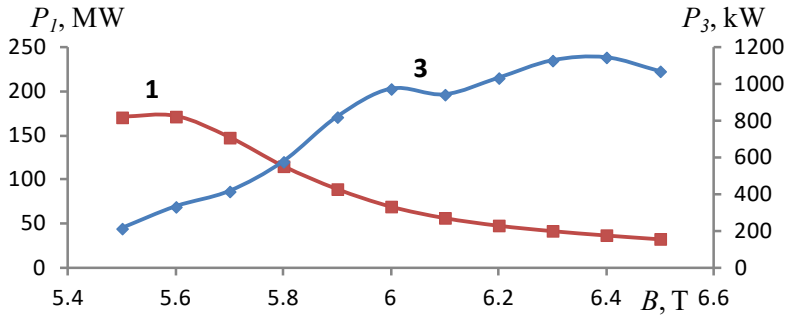


Рис. 1. Моделирование на основе усредненных уравнений. Зависимость мощности генерации на основной гармонике  $P_1$  и третьей гармонике  $P_3$  от величины магнитного поля.

где

$$a_n = \frac{eA_n J_{m_n - s_n} (v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{m c \omega_H^0} \frac{s_n^{s_n} \bar{\beta}_{\perp 0}^{s_n - 4}}{2^{s_n - 1} s_n! \gamma_0}, Z = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^2 \omega_H^0}{2\bar{\beta}_{\parallel 0} c} z, \tau = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^4}{8\bar{\beta}_{\parallel 0}^2} \omega_H^0 t, \quad (2)$$

$\bar{\beta}_{\perp 0} = \bar{V}_{\perp 0} / c$  и  $\bar{\beta}_{\parallel 0} = \bar{V}_{\parallel 0} / c$  – средние значения нормированной поперечной и продольной скорости электронов на входе в область взаимодействия,  $g = \bar{\beta}_{\perp 0} / \bar{\beta}_{\parallel 0}$  – соответствующий питч-фактор,  $p$  – нормированный на среднее начальное значение комплексный поперечный импульс,  $\beta_{\parallel 0} / \bar{\beta}_{\parallel 0} = \sqrt{\bar{g}_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2}$

$$\Delta_n = \frac{8\bar{\beta}_{\perp 0}^2 s_n^2}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4} \frac{s_n \omega_H^0 - \bar{\omega}_n^c}{\bar{\omega}_n^c}, \delta_n(Z) = \frac{8\bar{\beta}_{\perp 0}^2 s_n^2}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4} \frac{\bar{\omega}_n^c - \omega_n^c(Z)}{\bar{\omega}_n^c} \quad (3)$$

циклотронная и геометрическая (описывающая профиль резонатора  $R(z)$ ) расстройки для моды с номером  $n$ ,  $\omega_n^c(Z) = v_{m_n, q_n} c / R(z)$  – функция, задающая зависимость критической частоты  $n$ -ой моды от продольной координаты,

$$G_n = 64 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^{-2(s_n - 4)}}{\gamma_0} s_n^3 \left( \frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n} s_n!} \right)^2 \frac{J_{m_n - s_n}^2 (v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{(v_n^2 - m_n^2) J_{m_n}^2 (v_{m_n, q_n})} \quad (4)$$

– параметр возбуждения для пучка с радиусом инжекции  $R_b$  и током  $I_b$ ,  $v_{m_n, q_n}$  –  $q_n$ -ый корень уравнения  $J'_{m_n}(v) = 0$ ,  $\sigma_n = 4\bar{\beta}_{\perp 0}^2 \bar{\beta}_{\perp 0}^{-4} Q_n^{-1} s_n^2$  коэффициент поглощения,  $Q_n$  –

омическая добротность соответствующей моды. Функция  $\alpha(p_0)$ , которая далее считалась гауссовой, описывает начальный разброс электронов по поперечным скоростям. В использованных нормировках мощность излучения каждой из мод в выходном сечении  $Z = L$  находится по формуле

$$P_n [\text{кВт}] = 511.765 \cdot I [A] \cdot \left( \gamma_0 \beta_{\perp 0}^2 / G_n \right) \cdot \text{Im} \left( a_n \partial a_n^* / \partial Z \right) \Big|_{Z=L}.$$

На основании уравнений (1) сделаем оценки уровня возбуждения высоких циклотронных гармоник сильноточного гиротрона с винтовым электронным пучком с энергией частиц 500 keV, током 2 кА, питч-фактором  $g = 1$  и начальным разбросом по поперечным скоростям около 20%. Будем полагать, что в указанном гиротроне на основном циклотронном резонансе возбуждается моде TE<sub>-4,2</sub> с рабочей частотой 100 ГГц, которой присвоим порядковый номер 1, так что  $s_l = 1$ ,  $m_l = -4$ ,  $q_l = 2$ . На рис.1 показана рассчитанная на основе уравнений (1) зависимость мощности излучения от величины магнитного поля. Максимальная мощность излучения на основном циклотронном резонансе  $P_l$  достигает почти 200 МВт при магнитном поле около 5.5 Т и плавно спадает по мере его увеличения. В свою очередь, по мере роста магнитного поля, мощность излучения на третьей гармонике плавно нарастает, достигая максимального значения более 1 МВт.

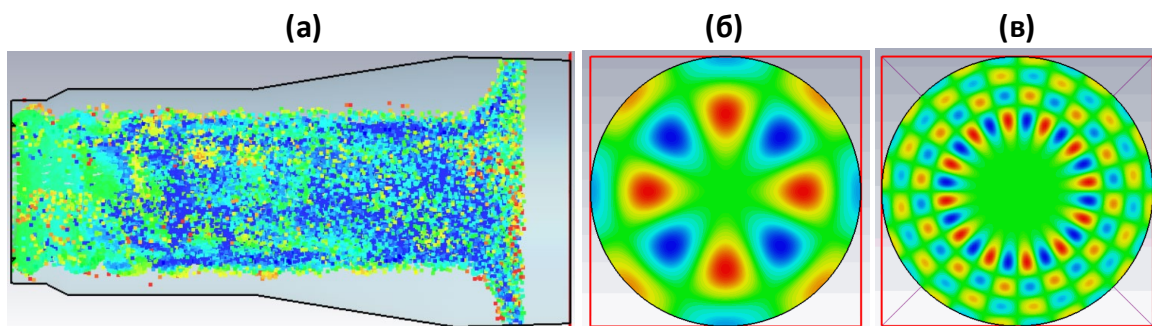


Рис. 2. Результаты трехмерного PIC моделирования: геометрия резонатора гиротрона и мгновенное положение макрочастиц (а), поперечное распределение возбуждаемого высокочастотного поля моды TE<sub>-4,2</sub> (б) на первой и моды TE<sub>-12,4</sub> (в) на третьей циклотронной гармонике.

Для более полного анализа характеристик генерации на высоких циклотронных гармониках расчеты гиротрона были также выполнены на основе трехмерного PIC моделирования методом крупных частиц с использованием программы CST Particle Studio. На рис.2а представлена геометрия пространства взаимодействия, мгновенное положение макрочастиц и их распределение по энергиям. На рис.2б,в показаны поперечные структуры высокочастотного поля для моды TE<sub>-4,2</sub>, возбуждаемой на первой гармонике гирочастота, и на моде TE<sub>-12,4</sub>, возбуждаемой на третьей гармонике. На рис.3а показана зависимость мощности излучения от величины магнитного поля на основной рабочей моде TE<sub>-4,2</sub> и моде TE<sub>-12,4</sub>. Частота излучения на третьей гармонике ровно в три раза превышает частоту генерации на первой гармонике и составляет 300 ГГц (Рис.3б,в). Максимальный уровень мощности на третьей гармонике достигает 0.8 МВт.

Таким образом, результаты моделирования показывают возможность достижения в релятивистских гиротронах субмегаваттного уровня мощности излучения в диапазоне 300 ГГц при генерации на третьей циклотронных гармониках с кратным снижением величины магнитного поля.

Отметим, что в настоящее время ведется разработка релятивистских гиротронов с выходной мощностью около 80 МВт с рабочей частотой 300 ГГц на основном

циклотронном резонансе [7]. Соответственно, в подобных гиротронах в режиме умножения частоты можно рассчитывать на получение излучения с уровнем мощности в сотни киловатт в диапазоне  $>1.5$  ТГц.

Работа выполнена в рамках государственного задания №0030-2021-0027 (Программа "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года").

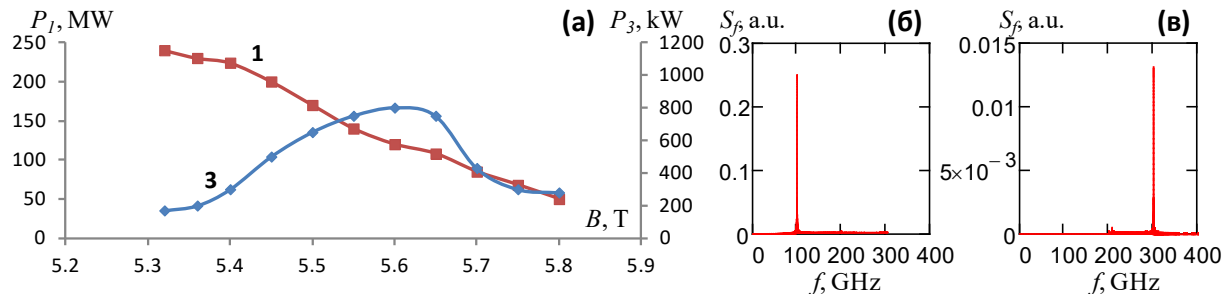


Рис. 3. Результаты трехмерного PIC моделирования: Зависимость мощности генерации на основной гармонике  $P_1$  и третьей гармонике  $P_3$  от величины магнитного поля (а), спектр выходного излучения гиротрона на модах  $TE_{-4,2}$  (б) и  $TE_{-12,4}$  (в).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.Ю. Глявин и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 8. С. 550.
2. M. Thumm // J. Infrared Millim. THz Waves. 2020. V. 41. No. 1. P. 1.
3. M. Glyavin et al // J. Infrared Millim. THz waves. 2020. V. 41. P. 1245.
4. G.Yu. Golubiatnikov et al // IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech. 2020. V. 10. No. 5. P. 502.
5. В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Г.С. Нусинович, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов. "Циклотронные и синхротронные мазеры" / В кн. "Релятивистская высокочастотная электроника". – Горький: ИПФАН СССР, 1979. – С.157-216.
6. O. Dumbrajs et al // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art.no. 093109.
7. R.M. Rozental et al // IEEE Trans. Electron Dev. 2022. V. 69. No. 3. P. 1451.

## Дисперсионные характеристики сверхразмерных ЛБВ субмиллиметрового диапазона

В.Е. Родякин<sup>1</sup>, В.М. Пикунов<sup>1</sup>, В.Н. Аксенов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

<sup>2</sup>Физический факультет и Международный лазерный центр, Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова.

[vrodyakin@mail.ru](mailto:vrodyakin@mail.ru)

Создание мощных компактных усилителей излучения в субмиллиметровом диапазоне длин волн является актуальной задачей электроники больших мощностей для многих технических приложений. Такие классические электровакуумные усилители СВЧ диапазона, как лампа бегущей волны (ЛБВ) и клистроны с распределенным взаимодействием (КРВ) являются перспективными устройствами при переходе в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн [1].

Важнейшим параметром, определяющим выходную СВЧ мощность подобных устройств, является диаметр пролетного канала, который определяет максимальные значения транспортируемых токов. Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями, поперечные размеры пролетных каналов (труб дрейфа) различных микроволновых электронных устройств, определяются рабочей длиной волны, типом устройства и характеризуются параметром сверхразмерности  $O_S = D/\lambda$  где:  $D$  - средний диаметр пролетного канала,  $\lambda$  - центр полосы рабочих длин волн. Диаметр пролетных каналов ЛБВ и КРВ, разработанных в субмиллиметровом и в коротковолновой части миллиметрового диапазона, обычно меньше  $\lambda/4$ .

В связи с малыми размерами сечения пролетного канала в субмиллиметровом диапазоне электронная пушка должна иметь либо катоды с плотностью тока эмиссии  $j_k \sim 100$  А/см<sup>2</sup> и более, либо достаточно высокую компрессию электронного пучка для получения рабочих токов. При этом в силу предельно малых размеров пролетных каналов в этом диапазоне, плотности токов в пролетных каналах могут достигать  $j_0 > 1$  кА/см<sup>2</sup> [1], характерных для релятивистских электронных пучков (РЭП) сильноточных электронных устройств сантиметрового диапазона. Однако увеличение плотности тока в компактных приборах микроэлектроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов в основном ограничивается проблемой их магнитной фокусировки с помощью постоянных магнитов, максимальная индукция которых в настоящее время составляет около 1 Тл [1].

Для увеличения тока и мощности может быть использовано пространственное развитие поперечного сечения пролетных каналов. В сантиметровом диапазоне для этого широко используются многолучевые приборы. Однако продвижение таких конструкций в миллиметровый диапазон ограничивается проблемами формирования и транспортировки отдельных плотных электронных пучков в узком пространстве системы взаимодействия. Поэтому в миллиметровом диапазоне в настоящее время в ведущих мировых центрах микроэлектроники ведутся активные работы по разработке ЛБВ и КРВ на основе ленточных электронных пучков, обеспечивающих пространственное развитие приборов в одном измерении.

При освоении субмиллиметрового диапазона перспективным представляется использование сверхразмерных аксиально-симметричных конструкций ЛБВ, которые позволяют обеспечить пространственное развитие в двух измерениях. Подобная технология широко применяется в сильноточной электронике СВЧ при создании мощных источников импульсного излучения в миллиметровом и сантиметровом

диапазоне длин волн. В черенковских электронных усилителях на сверхразмерных замедляющих системах (ЗС), при работе вблизи  $\pi$ -вида, реализуется довольно сложный механизм ЛБВ-ЛОВ типа, в котором несколько синхронных и несинхронных пространственных гармоник, участвуют во взаимодействии с электронным потоком, фокусируемым продольным магнитным полем. При этом обратная связь осуществляется как за счет обратных (минус первых) пространственных гармоник, так и за счет отражения части ВЧ энергии от неоднородностей ЗС. Для многоволновых устройств на сверхразмерных ЗС типа ЛБВ, используемых в сильноточных черенковских устройствах СВЧ, параметр сверхразмерности может составлять несколько единиц, и ограничен вырождением замедленных несимметричных гибридных волн, что приводит к существенному обострению конкуренции мод в электронных черенковских устройствах.

Чтобы избежать существенных трудностей с вырождением и конкуренцией высших мод в сверхразмерных ЗС будем рассматривать в качестве перспективной конструкцию ЛБВ с периодическим волноводом в качестве ЗС, имеющей  $O_S \sim 1.5-2.5$ . Такая конструкция позволяет использовать электронную селекцию рабочей моды  $E_{01}$  периодического волновода вблизи  $\pi$ -вида. Повышение параметра сверхразмерности  $O_S$  в 10 раз в сверхразмерных ЛБВ с периодическим волноводом по сравнению с традиционными КРВ и ЛБВ делает возможным использование электронных пучков с большим диаметром. Это позволяет на два порядка повысить ток и выходную мощность электровакуумных усилителей в субмиллиметровом диапазоне.

Для исследования возможности использования сверхразмерных периодических волноводов в качестве ЗС компактных ЛБВ в субмиллиметровом диапазоне были разработаны численные алгоритмы линейной теории таких приборов.

В данной линейной модели рассматривается задача вычисления постоянных распространения аксиально-симметричных электронно-электромагнитных волн, возбуждаемых сплошным или кольцевым электронным пучком в круглом слабо гофрированном волноводе. Схема одной ячейки периодической ЗС с периодом  $d$  и глубиной неоднородности  $h$  в случае прямоугольной гофрировки представлена на рис. 1.

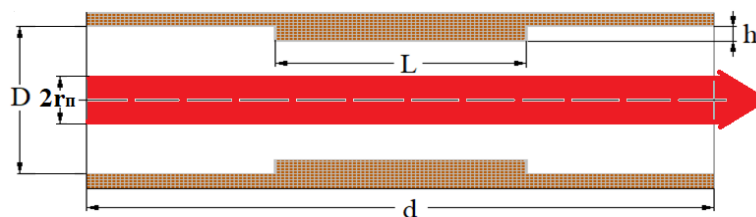


Рис. 1. Схема одной ячейки периодической ЗС в виде диафрагмированного волновода со сплошным электронным пучком (красный цвет)

Предполагается, что в области взаимодействия существует достаточно большое магнитное поле, и электроны потока имеют лишь продольную составляющую скорости, а электронный пучок с внешним радиусом  $r_n$  возбуждает только аксиально-симметричные поля  $E$ -типа. Также считается, что потери энергии электронов на излучение при пролете ячейки ЗС малы и справедливы приближения линейной теории.

С учетом сделанных предположений система уравнений в системе МКСА для определения переменных составляющих физических величин имеет вид:

$$\operatorname{rot} \dot{\mathbf{H}} - i\omega \varepsilon_0 \dot{\mathbf{E}} = \dot{\mathbf{j}}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \dot{\mathbf{E}} + i\omega \mu_0 \dot{\mathbf{H}} = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{d\dot{v}_z}{dz} + i \frac{\dot{\omega}}{v_{0z}} v_z = - \frac{\eta_e}{\gamma_0^3 v_{0z}} \dot{E}_z, \quad (1.3)$$

$$\frac{d\dot{j}_z}{dz} + i\omega\dot{\rho} = 0, \quad (1.4)$$

где:  $\dot{\mathbf{E}} = \{\dot{E}_r, 0, \dot{E}_z\}$ ,  $\dot{\mathbf{H}} = \{0, \dot{H}_\phi, 0\}$ ;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная постоянные;  $j = (\rho_0 v + v_0 \rho)$ ,  $\dot{\rho}$ ,  $\dot{j}$ ,  $\dot{v}$  – переменные, а  $\rho_0$ ,  $j_0$ ,  $v_0$  – постоянные составляющие плотности заряда, конвекционного тока и скорости электронного пучка;  $\gamma_0 = 1 + \bar{V}_0 / mc^2$  – релятивистский фактор Лоренца,  $\bar{V}_0$  – ускоряющий потенциал в области прохождения электронного потока,  $\eta_e = |e|/m$ ,  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона;  $c$  – скорость света в вакууме;  $\omega = 2\pi f$  – исследуемая круговая частота.

Первые два уравнения (1) есть уравнения Максвелла, третье – линейризованное релятивистское уравнение одномерного движения электронного пучка, четвертое одномерный закон сохранения заряда в линейном случае. Решение (1) должно удовлетворять следующим граничным условиям:

- А) Тангенциальная компонента электрического поля во внутренних точках поверхности нерегулярного волновода равна нулю.
- Б) Выполнены условия ограниченности электромагнитных полей на оси нерегулярного волновода.
- В) Справедливы линейные краевые условия в виде обобщенных условий Флоке.

Для решения системы уравнений (1) с граничными условиями А), Б) и В) используется неполный метод Галеркина со вспомогательной функцией [2], который позволяет свести задачу к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ) для переменных компонент электромагнитных полей, скорости и плотности тока к жесткой линейной однородной СОДУ с периодическими коэффициентами. Для нахождения искомым собственным значениям комплексной постоянной распространения  $K_z$  используется численный QZ алгоритм.

Разработанные алгоритмы позволяют получать как «холодные» (без пучка), так и «горячие» (с пучком) дисперсионные характеристики сверхразмерных периодических ЗС на основе периодических неоднородных волноводов. Сравнительные результаты расчета «холодных» дисперсионных характеристик с помощью разработанной модели и с помощью широко известного комплекса программ CST Studio, представленные на рис. 2, свидетельствуют о хорошей точности разработанных алгоритмов.

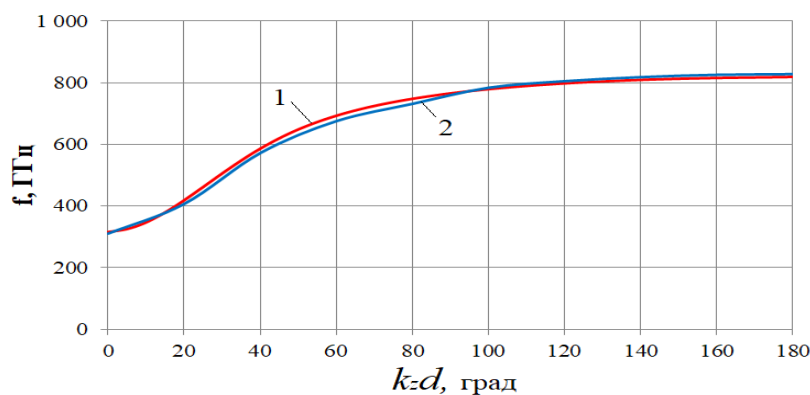


Рис. 2. «Холодная» дисперсионная характеристика сверхразмерного диафрагмированного волновода на 810 ГГц, рассчитанные с помощью разработанного алгоритма (1) и с помощью CST Studio.

С помощью разработанной линейной модели было проведено численное исследование дисперсионных характеристик двух сверхразмерных ЛБВ субмиллиметрового диапазона на 327 ГГц и 810 ГГц. Параметры приборов и полученные результаты расчетов приведены в таблице.

$V_0$ (кВ)	$I_0$ (А)	$r_n$ (мм)	$D$ (мм)	$h$ (мм)	$d$ (мм)	$L$ (мм)	$f$ (ГГц)	$\lambda$ (мм)	$O_s$	$K_1$ (Дб)	$K_{50}$ (Дб)
20	6	0.6	2	0.2	0.1	0.05	327	0.9	2.22	0.5	25
20	1	0.25	0.8	0.08	0.05	0.03	810	0.37	2.16	0.4	20

Указанные в таблице значения  $K_1$  и  $K_{50}$  означают полученные в расчетах коэффициенты усиления на одну и 50 ячеек ЛБВ соответственно.

На рис. 3 в качестве примера показаны рассчитанные реальная и мнимая части дисперсионной диаграммы для ЛБВ на 327 ГГц. Реальная часть дисперсионных диаграмм определяет набег фазы рассматриваемых волн, а мнимые части - величину нарастания (затухания) на периоде замедляющей односекционной сверхразмерной ЛБВ. Как видно из рисунка, вблизи  $\pi$ -вида происходит интенсивное взаимодействие рабочей моды с медленной волной пространственного заряда.

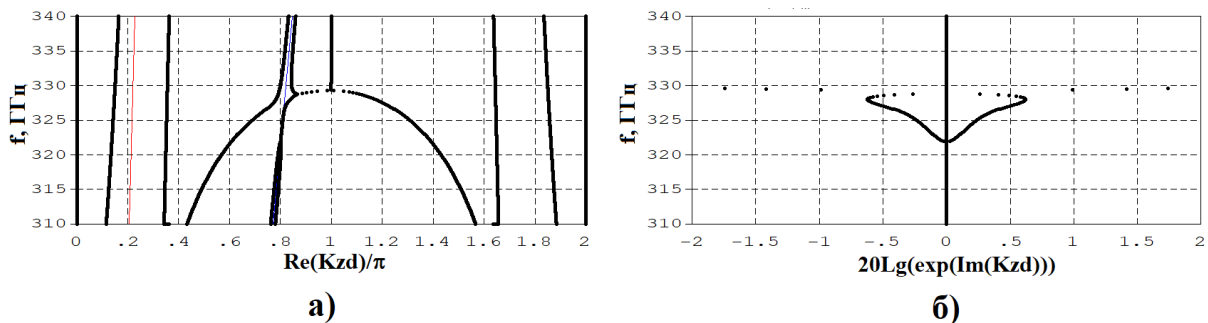


Рис. 3. Реальная (а) и мнимая (б) части дисперсионной диаграммы сверхразмерного диафрагмированного волновода на 327 ГГц

Полученные результаты подтверждают возможность применения в сверхразмерных компактных ЛБВ электронных потоков с мощностью на два порядка, превышающую мощность используемых в настоящее время традиционных усилителей в субмиллиметровом диапазоне. Для оценок уровней выходной мощности и КПД предлагаемого нового типа усилителей этого диапазона необходимо проведение дальнейших исследований с помощью нелинейных моделей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Srivastava. // European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2015, 2(8): P. 54-64
2. Д.Б.Лузянин, В.М.Пикунов // Радиотехника и электроника. 1991, Т.37, №11, С. 144-150.



## Разработка импульсного генератора 3-х миллиметрового диапазона с пассивной синхронизацией мод

М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев  
Институт прикладной физики РАН  
[vilkovmn@ipfran.ru](mailto:vilkovmn@ipfran.ru)

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [1-3], который реализуется при установке в резонатор лазера нелинейного элемента (амплитудного фильтра), поглощающего (или увеличивающего дифракционные потери) для сигнала малой интенсивности и практически без потерь пропускающего излучение большой интенсивности. В результате создаются условия, в которых внутри системы формируется и циркулирует световой импульс большой амплитуды, а все малые шумы и флуктуации поля подавляются. Выходное излучение представляет периодическую последовательность сверхкоротких оптических импульсов. На спектральном языке этот процесс может быть интерпретирован как синхронизация большого числа продольных мод резонатора.

В мощной СВЧ электронике указанный выше метод был реализован экспериментально в двухсекционном УКИ генераторе 8 мм диапазона, состоящем из винтовой giro-ЛБВ и нелинейного циклотронного поглотителя в цепи обратной связи [4-5]. Генерируемое излучение представляло собой периодическую последовательность субнаносекундных (0.4 нс) импульсов с пиковой мощностью 100 кВт и частотой повторения импульсов 400 МГц. Импульсы обладали хорошей фазовой взаимной когерентностью. В реализованной схеме усилитель – винтовая giro-ЛБВ [6-7] – работал на второй гармонике гирочастоты, циклотронный абсорбер — на первой. Последнее обстоятельство существенно ограничивает продвижение такой схемы в более коротковолновые диапазоны, и как следствие — потенциальные приложения.

В настоящей работе проводится анализ УКИ генератора 3 мм диапазона на основе цепочки двух giro-ЛБВ (Рис. 1). Одна ЛБВ работает в режиме широкополосного электронного усилителя, другая – в режиме нелинейного поглощения, которое реализуется в режиме компрессорного подавления ([8-9]), которое реализуется при величине магнитного поля несколько превышающем резонансное значение. Обе секции работают на второй циклотронной гармонике, что позволяет уменьшить необходимое магнитное поле.



Рис. 1. Схема 3-х мм УКИ генератора на основе двух связанных винтовых giro-ЛБВ.

Несмотря на совпадение моделей и уравнений, описывающих электронно-волновые процессы в усилительном и поглощающем элементах [4], для получения УКИ генерации режимы взаимодействия в них должны значительно различаться. Это связано не только с разным значением расстройки синхронизма, но и с тем, что для генерации импульсов с максимальной пиковой амплитудой в секции усиления должна

быть введена определенная отстройка групповой скорости волны  $V_{gr}$  от поступательной скорости электронов  $V_{||0}$ . При этом формирующийся микроволновый импульс, смещаясь по электронному потоку, последовательно (кумулятивно) отбирает энергию у различных электронных фракций. Напротив, в секции поглощения указанные скорости должны быть максимально близки или совпадать. Данное требование эквивалентно известному в физике фемтосекундных лазеров требованию минимальной инерционности нелинейного поглотителя [1]. Действительно, при  $V_{gr} \approx V_{||0}$  отдельные участки микроволнового импульса практически не влияют друг на друга через электронный поток. За счет этого оказывается возможным реализовать максимальное отличие (контраст) в уровне поглощения сигналов малой и большой амплитуд.

Моделирование на основе усредненного описания электронно-волнового взаимодействия [4] показывает, что в генераторе на базе двух винтовых giro-ЛБВ (ускоряющее напряжение 68 кВ, ток пучка 10 А и 54 кВ, 6 А, соответственно, резонансное магнитное поле в обеих секциях  $\sim 2$  Тл) могут быть получены импульсы в диапазоне 100 ГГц с длительностью по полувысоте 60 пс, пиковой мощностью 400 кВт и частотой следования  $\sim 0.8$  ГГц (Рис. 2а). Автокорреляционная функция демонстрирует хорошую фазовую когерентность импульсов между собой (Рис. 2б). Спектр излучения представляет собой «частотную гребенку», где спектральные компоненты отвечают собственным модам резонатора, образованного петлёй обратной связи (Рис. 2в).

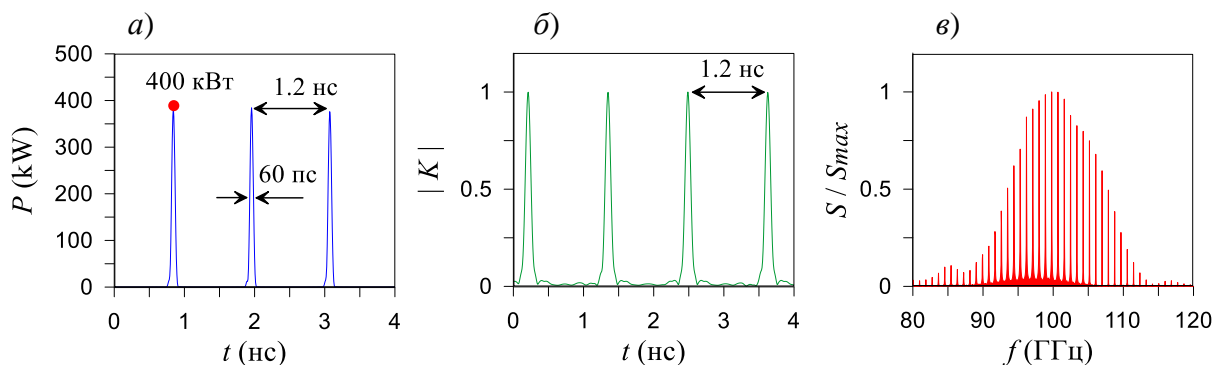


Рис. 2. (а) Профиль импульсов, (б) модуль корреляционной функции, и (в) спектр излучения.

Генератор обладает жёстким режимом возбуждения, при этом период следования импульсов определяется полным временем пробега излучения по системе, что позволяет за счёт изменения времени задержки управлять расстоянием между спектральными линиями.

Работа поддержана грантом Президента РФ № МК-4048.2022.1.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.Г. Крюков // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95.
2. H.A. Haus // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2000. V. 6, No 6. P. 1173.
3. U. Keller // Nature. 2003. V. 424. No 6950. P. 831
4. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. No 4. P. 044033.
5. N.S. Ginzburg et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 16. No 5. P. 054045.
6. S.V. Samsonov et al. // IEEE Electron Device Lett. 2020. V. 41. No 5. P. 773.
7. W. He et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. No 18. P. 184801.
8. R. Kompfner // J. Brit. IRE. 1950. V. 10. No 8. P. 283
9. В.Н. Шевчик и Д.И. Трубецков "Аналитические методы расчета в электронике СВЧ" М.: Советское радио, 1970.

## О влиянии геометрических параметров двухсекционных осесимметричных сверхразмерных РДГ на выходные характеристики генерации

О.В. Галлямова, С.В. Худяков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет  
gallyamova@physics.msu.ru

Одними из наиболее мощных источников электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах являются релятивистские дифракционные генераторы (РДГ) [1]. Первый такой генератор с осесимметричной структурой был реализован в МГУ на ускорителе «Тандем» как односекционное устройство с синусоидально гофрированной структурой. Максимальные уровни мощности РДГ наблюдались при использовании секционированных осесимметричных периодических замедляющих систем, с разделением функций между секциями. Так, РДГ на ускорителе «Гамма» с 2-секционной структурой неоднородностей, достигал мощности до 4,5 ГВт.

Двухсекционная осесимметричная замедляющая структура (рис. 1) состоит из двух участков с периодическими неоднородностями внутренней поверхности и участка с гладкой поверхностью (труба дрейфа). Вдоль структуры на малом расстоянии от внутренней поверхности пропускается трубчатый поток электронов, модулированный по некоторой частоте. В отличие от односекционных систем, в секционированных имеется большее количество геометрических параметров, учет которых при проектировании может привести к улучшению характеристик РДГ.

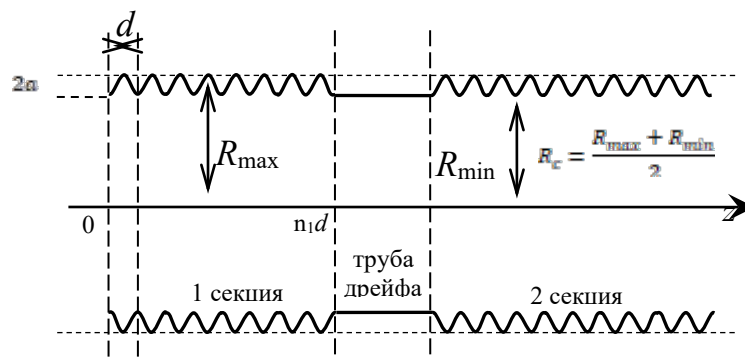


Рис. 1. Схема моделируемой 2-секционной замедляющей структуры

Исследования описанной и подобных ей структур затрагивают изучение различных механизмов взаимодействия электронного потока и полей, возникающих внутри структуры [5]. Ранее проводились эксперименты, результатами которых были спектральные характеристики, а также распределения компонент поля вдоль и поперек структуры. Параметры экспериментов соответствовали резонансным режимам работы генератора (на некоторых частотах модуляции электронного пучка, зависящих, в том числе, от геометрических размеров структуры). Однако сами геометрические размеры структур выбирались эмпирически, без анализа их влияния на характеристики генерации. Выбор мог быть неоптимальным, что на практике может привести к неэффективным затратам энергии. Важной задачей было рассмотреть влияние соотношения длин каждого из трёх участков волновода на мощность и устойчивость генерации. Для решения задачи применялись метод интегральных уравнений [2] и матричный многомодовый метод [3]. Первый использовался для построения резонансно-частотных характеристик, второй - для нахождения выходной мощности излучения в зависимости от времени.

Параметры моделируемой системы выбирались близкими к реальным, применявшимся в экспериментах [1]: средний радиус  $R_c=6.6$  см, период  $d=1.5$  см, радиус потока  $R_b=5.8$  см, напряжение  $U=2000$  кВ, амплитуда гофрировки  $a - 0.4, 0.5$  и  $0.6$  см (рис. 1). Число периодов 1-й секции ( $p_1$ ) варьировалось от 12 до 18, второй ( $p_2$ ) в диапазоне от 12 до 32 периодов, число периодов трубы дрейфа составляло  $p_0=5 \div 14$  периодов. Для построения резонансно-частотной характеристики был использован метод электронного зонда. При одинаковой скорости  $v$  потока варьировалось  $2d/\lambda$  от 1.0 до 2.0, с выполнением уравнения  $2d/\lambda=k_z v$ , т.е. для каждой частоты вычислялось  $k_z$ . Меняя  $2d/\lambda$ , находили значения наведенных токов. Построены графики максимумов  $J_{\max}$  от  $2d/\lambda$  для различных значений амплитуды гофрировки. РЧХ можно соотнести с пересечением линией потока ветвей дисперсионных характеристик в координатах  $2d/\lambda$  ( $k_z d/\pi$ ). Найдены пики, соответствующие колебаниям  $2\pi$ -вида.

При исследовании зависимости характеристик работы РДГ от соотношения длин двух секций вычислена средняя выходная мощность за время  $t/T$  в интервале от 150 до 400. В таком интервале времени при токах 10-14 кА может возникнуть устойчивый режим работы РДГ. Результаты проведенных экспериментов подтвердили наше предположение [5], что оптимальное соотношение длины 2-й секции к длине 1-й секции находится в диапазоне от 1,3 до 1,5.

На следующем этапе проводилось исследование влияния длины трубы дрейфа. Обработка данных экспериментов по вариации трубы дрейфа сначала проводилась аналогично процедурам по изучению влияния соотношения 1 и 2 секций, т.е. значения длины трубы дрейфа увеличивались дискретно, на 1 период структуры. Были обнаружены колебания значений средней выходной мощности на протяжении нескольких периодов структуры. Для уточнения результатов проведен дополнительный анализ характеристик в зависимости от трубы дрейфа. Идея заключалась в том, что длину трубы дрейфа, в отличие от длин 1-й и 2-й секций, можно изменять непрерывно, так как она не имеет периодической структуры. Проведены две серии экспериментов, было модифицировано ПО для анализа методом интегральных уравнений.

Целью первой серии было выяснить зависимость средней выходной мощности от длины трубы дрейфа при более мелком шаге изменения длины последней, на некоторой фиксированной нормированной частоте  $2d/\lambda$ . Была исследована структура  $p_1=12, p_2=14$ , величина шага по длине трубы дрейфа была выбрана  $\Delta p_0 d=0.05d$  ( $d$  - период структуры). Вычислительные эксперименты показали, что значения средней выходной мощности совершают квазипериодические колебания, период которых составляет примерно 3 периода исходной структуры неоднородностей двухсекционной замедляющей системы. Полученная зависимость приведена на графике (рис. 2).

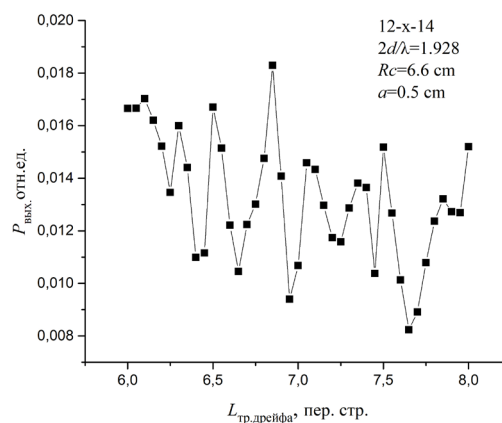


Рис. 2. Зависимость средней выходной мощности от длины трубы дрейфа

Вторая серия экспериментов была направлена на выяснение зависимости РЧХ структуры от непрерывного изменения длины трубы дрейфа. Параметры исследования были выбраны следующими:  $p_1=12$ ,  $p_2=18$ ,  $\Delta p_0=0.05$ .

Проведенные исследования показали, что на малых интервалах приращений длины трубы дрейфа (с шагом 5% от первоначальной длины, в рамках одного периода структуры) состав резонансных пиков почти не изменяется, однако значения нормированных частот, соответствующие этим пикам, смещаются вниз (т.е. уменьшаются). При дальнейшем росте приращения длины трубы дрейфа может происходить небольшое изменение состава и количества экстремумов. В частности, может наблюдаться «расщепление» одного пика на два, отстоящих на небольшое расстояние по нормированной частоте. На графике (рис. 3) каждая линия соответствует одному резонансному пику, который, в свою очередь, соотнесен возбуждению одной, возможно и гибридной, открывающейся моде, характерной для данной структуры [4]. Отметим, что линия, соответствующая частоте  $2d/\lambda=1.840$ , почти не отклоняется от своего среднего значения. Это может быть связано с тем, что она соответствует основной моде колебаний  $2\pi$ -вида.

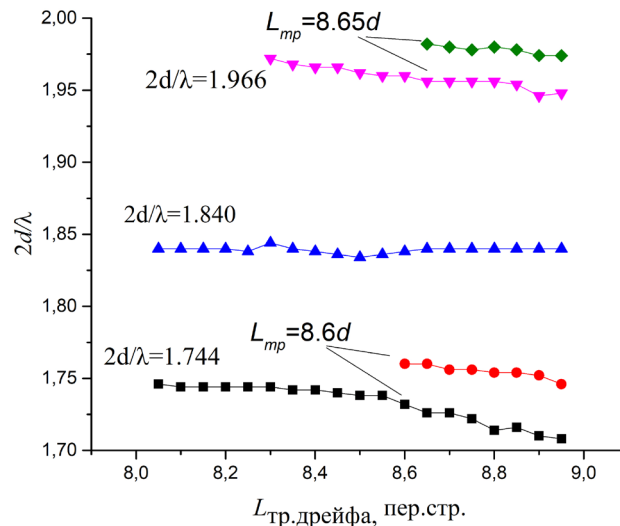


Рис. 3. Зависимость резонансных частот от длины трубы дрейфа

Таким образом, изменение длины трубы дрейфа можно использовать для дальнейшего улучшения характеристик работы двухсекционных РДГ, после того как выбрано оптимальное соотношение длин 1-й и 2-й секций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев “Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы”. Новосибирск: Наука. 1991.
2. В.И. Дмитриев “Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики“. М.: Изд-во МГУ, 1987.
3. А.И. Слепков // Известия РАН. Сер. Физическая. 2003. Т. 67, № 12. С. 1678-1683.
4. А.И. Слепков // Вестник Московского университета. 2009. № 4. С. 30–34.
5. О.В. Галлямова. Взаимодействие релятивистских электронных потоков с полями осесимметричных структур генераторов дифракционного излучения: дис. к.ф.-м. н. М. 2010.

## **Трансивер цифровой фазированной антенной решетки с многолучевой диаграммой направленности**

Лу Гомин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический  
факультет, кафедра фотоники и физики микроволн  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
luguoming.hit@gmail.com, zakharov1@mail.ru, korolev\_phys@mail.ru*

В последние годы увеличивается интерес к цифровому формированию диаграммы направленности для пятого и будущих поколений (5G/6G) систем сотовой связи. Цифровое формирование лучей в системах с разнесенным приемом и передачей (MIMO) позволяет увеличить зону покрытия и емкость сети в системах сотовой связи 5G.

По сравнению с пассивной многолучевой антенной решеткой, активная система формирования лучей обеспечивает более высокую энергетическую эффективность и гибкое формирование лучей [1].

В MIMO-системах связи при использовании предварительного кодирования осуществляется формирование нескольких лучей, передающих потоки данных в однопользовательском и многопользовательском режимах [2], [10-15].

MIMO-системы с формированием лучей имеют повышенную устойчивость к помехам с направлений, не соответствующих сформированным лучам в диапазоне миллиметровых волн в 5G-системах связи [1].

В [3-5] рассмотрено использование аналоговых фазированных антенных решеток, реализованных по технологии интегральных схем в миллиметровой 5G-связи. Комбинированная аналогово-цифровая фазированная антенная решетка для формирования лучей предложена в [6], [7]. Использование линз для формирования и переключения лучей в 5G-системах связи описано в [8], [9].

В [1] описывается трансивер (приемопередатчик) для MIMO-системы с полным цифровым формированием многолучевой диаграммы для 5G-связи. В трансивере интегрированы 64 канала формирования лучей. Компоненты фильтров и соединений трансивера выполнены по технологии "волновод в подложке" (SIW, Substrate Integrated Waveguide). Трансивер работает в режиме дуплекса с временным разделением (TDD), обеспечивает выходную мощность в линейном режиме не менее 12 дБм на канал и общую мощность передачи решетки до 30 дБм. Трансивер с 64 каналами возбуждает антенную решетку с количеством элементов  $16 \times 4$  и коэффициентом направленного действия 17.4 дБи. Расположение 16-ти элементов в горизонтальном направлении и 4-х элементов в вертикальном направлении обеспечивает более узкую азимутальную ширину диаграммы, что приводит к лучшему пространственному разделению абонентов.

В [10] описан трансивер, изготовленный по стандартной 65-нм КМОП-технологии (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник). В трансивере использованы локальные генераторы с управляемыми фазовыми сдвигами, что позволяет достичь независимости фазы от амплитуды. Для управления трансивером используется последовательный периферийный интерфейс (SPI). Антенные элементы выполнены в формате патчей с коэффициентом направленного действия 3.9 дБи. Антенная решетка имеет расположение элементов  $16 \times 1$  и обеспечивает качание лучей в диапазоне углов от  $-30^\circ$  до  $30^\circ$  относительно нормали.

В данной работе разработан трансивер для цифрового формирования многолучевой диаграммы направленности. Трансивер состоит из передатчика и приёмника, интегрированных на единой 7-слойной печатной плате. Передатчик выполняет функции цифро-аналогового преобразования, переноса сигнала на несущую частоту, усиления и фильтрации. Приемник реализует фильтрацию, усиление, перенос на нулевую частоту, аналогово-цифровое преобразование. Трансивер имеет выходную мощность +20 дБм, коэффициент шума приемника 4.7 дБ. В цифровой схеме реализации АФАР используются 16 трансиверов, по одному для каждого элемента антенной решетки. Экспериментальное измерение диаграммы направленности проведено на стенде, состоящем из ЭВМ, анализатора спектра, приемной антенны, платы с ПЛИС, трансиверов и антенной решётки. На рис. 1 представлена полученная диаграмма направленности ЦАР, излучающей три луча в горизонтальной плоскости.

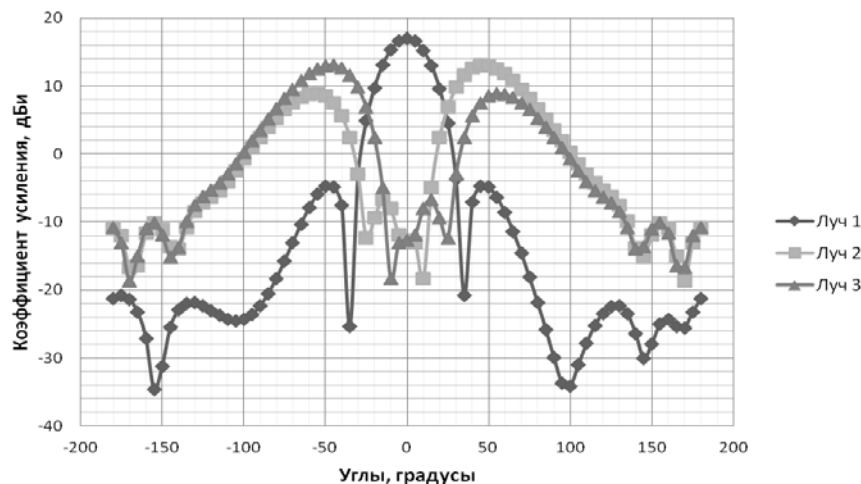


Рис. 1. Результаты экспериментальных измерений диаграмма излучения трех лучей в горизонтальной плоскости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Binqi Yang et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2018. Vol. 66. Issue.7. P. 3403.
2. S. Sun et al. // IEEE Communications Magazine. 2014. Vol. 52. Issue. 12. P. 110.
3. B. Sadhu et al. // IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC). San Francisco, CA, USA. Feb. 2017. P. 128.
4. K. Kibaroglu, M. Sayginer, G. M. Rebeiz. // IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS) . Honolulu, HI, USA. Jun. 2017. P. 1892.
5. R. Garg, A. S. Natarajan. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2017. Vol. 65. Issue. 11. P. 4703.
6. W. Roh et al. // IEEE Communications Magazine. 2014. Vol. 52. Issue. 2. P. 106.
7. Y. Kim et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing. 2016. Vol. 10. Issue. 3. P.589.
8. J. Ala-Laurinaho et al. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2016. Vol. 64. Issue.7. P. 2244.
9. J. Brady, J. Hogan, A. Sayeed. // IEEE Globecom Workshops (GC Wkshps). Dec. 2016. P. 1.
10. Yun Wang et al. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2020. Vol. 55. No. 5. P. 1249.
11. J. Pang et al. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2019. Vol. 54, No. 5. P. 1228.

12. A. G. Roy et al. // IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium. Jun. 2019, P. 251.
13. M.-Y. Huang et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2019. Vol. 67. No. 7. P. 2964.
14. Y. Wang et al. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2019. Vol. 54. No. 5. P. 1363.
15. K. Kibaroglu, M. Sayginer, G. M. Rebeiz. //IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2018. Vol. 53. No. 5. P. 1260.



## Определение геометрических характеристик цели с помощью распределенной сверхширокополосной радиолокационной системы

В.Н. Корниенко<sup>1</sup>, В.В. Кулагин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

<sup>2</sup> МГУ им. М.В.Ломоносова, ГАИШ МГУ

[korn@cplire.ru](mailto:korn@cplire.ru)

В настоящее время в мировом сообществе существует несколько научных групп, работающих над созданием сверхширокополосных радаров, которые используют принципы радиофоники для формирования сигналов и их обработки. Описание первого действующего макета такого радара представлено в [1]. Макет зондирующей системы для трехмерного радиовидения, базирующийся на принципе работы инверсного радара с синтезированной апертурой, исследован в [2]. Особое внимание уделяется многопозиционным сверхширокополосным радиофотонным локационным системам. Так, в [3] приведены результаты натурных испытаний радара с распределенной приемной системой. Показано, что в этом случае угловое разрешение значительно возрастает. Работы над аналогичной тематикой ведутся также под эгидой американской программы DARPA [4].

Цель данной работы – исследование влияния ширины частотной полосы зондирующего электромагнитного импульса на качество восстановления сложной радиолокационной сцены для случая распределенной в пространстве приемной системы.

Исследования проводились при помощи базовой модели формирования отраженных сигналов [5]. В ее основе лежат следующие основные предположения. Каждый объект, который рассеивает падающий электромагнитный импульс, представлен набором точечных рассеивателей («блестящих точек») с круговой диаграммой направленности. Количество и взаимное расположение этих «блестящих точек» (БТ) может быть произвольным. Диапазон изменения коэффициента отражения БТ лежит в пределах от 0 до 1. Переотражения излучения между БТ не учитываются. Интенсивность излучения каждого источника зондирующего сигнала одинакова во всех направлениях и представляет собой сферическую волну. Источник может отстоять от группы БТ на сколь угодно большое расстояние. Расположение отдельных элементов приемной и передающей систем задается в начале моделирования. Количество элементов может быть произвольным, во время моделирования их координаты не изменяются.

Алгоритм обработки принятых радиолокационных сигналов содержит следующие шаги. На первом этапе строится функция корреляции  $F_c^i(t)$  между излученным и принятым сигналом. Индекс  $i$  обозначает номер приемника (для простоты ограничимся одним источником излучения). После этого, путем  $n$ -кратного применения фильтра «скользящего среднего», выделяется огибающая функции  $F_c^i(t)$ :

$$f_1^i(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} F_c^i(\tau) d\tau$$

$$f_2^i(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f_1^i(\tau) d\tau$$

...

$$f_n^i(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f_{n-1}^i(\tau) d\tau$$

Далее проводится поиск положения максимумов полученной временной зависимости  $f_n^i(t)$ , который выполняется следующим образом. Вводится пороговое значение  $f_{\text{порог}}$  для  $f_n^i(t)$ , которое для проведенных вычислительных экспериментов было равно 0.3. Затем вводится функция  $\Phi^i(t)$ , которая имеет следующий вид:

$$\Phi^i(t) = \begin{cases} f_n^i(t), & f_n^i(t) > f_{\text{порог}} \\ 0, & f_n^i(t) \leq f_{\text{порог}} \end{cases}$$

Далее на каждом временном отрезке, на котором  $\Phi^i(t) > 0$ , производится поиск локальных максимумов этой функции. В результате формируется массив значений времени  $t_j^i$ , которые соответствуют этим локальным максимумам (здесь индекс  $j$  – сквозной номер локального максимума).

Отметим, что в отсутствие шумов точность определения  $t_j^i$  соответствует величине шага дискретизации времени. В проведенных вычислительных экспериментах он был равен 1 пс. Так как начало отсчета по оси времени совпадало с началом излучаемого импульса, по временному положению пиков  $f_n^i(t)$  можно получить точное значение суммы  $\Sigma_j^i$  расстояний «передатчик – рассеиватель» и «рассеиватель – приемник» для каждого локального максимума. Таким образом, для каждого приемника  $i$ , зная его положение и положение излучателя, для каждого пика  $j$  функции  $f_n^i(t)$ , можно однозначно построить в трехмерном пространстве виртуальный эллипсоид, на поверхности которого будут располагаться точки с одинаковым значением  $\Sigma_j^i$ .

На последнем шаге алгоритма проводится решение системы уравнений эллипсоидов для всех приемников и для всех пиков, в результате чего находятся координаты всех "блестящих точек" радиолокационной сцены.

Приведенная модель была применена для решения задачи о влиянии длительности зондирующего импульса на качество восстановления радиолокационной сцены, состоящей из 4-х БТ, координаты и коэффициенты отражения которых приведены в Таблице 1. В качестве зондирующего был выбран импульс с гауссовой огибающей и частотой заполнения 10 ГГц. Его длительность, определяемая по ширине временного отрезка между точками, в которых амплитуда колебаний уменьшается в  $e$  раз, изменялась от 0.1 нс до 1.0 нс. Излучатель располагался в точке  $\{x = -500 \text{ м}, y = -300 \text{ м}, z = 0 \text{ м}\}$ . Положения приемников распределенной системы приведены в Таблице 2.

Таблица 1. Конфигурация рассеивателей:

№	X, м	Y, м	Z, м	К-т отражения
1	0.1	0.0	0.0	1.0
2	5.0	0.0	0.0	1.0
3	2.5	2.5	0.0	1.0
4	2.5	1.0	0.0	1.0

Таблица 2. Координаты приемников

№	X, м	Y, м	Z, м
1	-1000.0	3.0	0.0
2	0.0	1000.0	0.0
3	-500.0	500.0	0.0

К сигналу на приемниках добавлялся шум, для численной реализации которого использовался стандартный генератор случайных чисел. На каждом временном отсчете (шаг по времени равен 1 пс) к сигналу прибавлялось случайное число, максимальное значение которого было равно максимальной амплитуде принятого сигнала. На рис.1 представлены зависимости от времени сигнала на первом приемнике распределенной системы для разных длительностей зондирующего импульса.

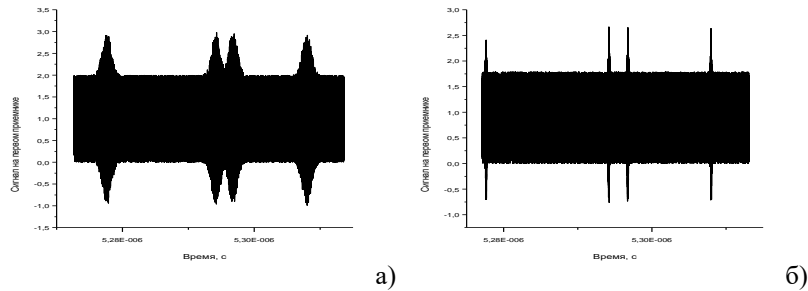


Рис. 1. Временная зависимость сигнала на первом приемнике при длительности зондирующего импульса 1 нс (а) и 0.1 нс (б).

На рис.2 показана радиолокационная сцена, восстановленная с использованием описанного алгоритма. Для длительности импульса, равной 1 нс, удается восстановить только 2 «блестящие точки» из 4-х. Полностью восстановить сцену удалось при укорочении зондирующего импульса до 0.1 нс.

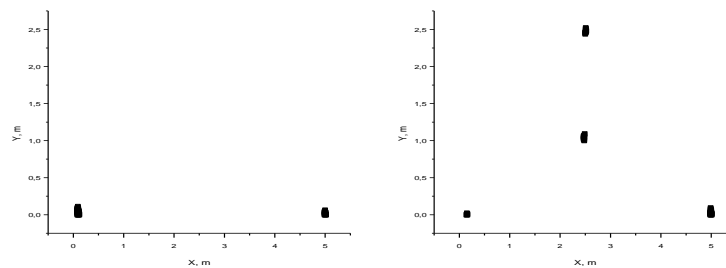


Рис. 2. Восстановленная радиолокационная сцена при длительности зондирующего импульса 1 нс (а) и 0.1 нс (б).

Таким образом, можно утверждать, что уменьшение длительности зондирующего импульса (расширение его полосы) позволяет адекватно восстановить радиолокационную сцену даже при наличии шумов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-29-06108-мк и 20-07-00768-а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ghelfi et al. // Nature. 2014. No. 507. P. 341.
2. J. Dong et al. // Opt. Express. 2020. V. 28. No. 13, P. 19113.
3. G. Serafino et al. // J. Lightw. Technol. 2019. V. 37. No. 2, P. 643.
4. R.W. Ridgway, C.L. Dohrman, J.A. Conway // J. of Lightw. Technol. 2014. V. 32. P. 3428.
5. В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин // Труды школы-семинара «Волны-2021». Физика и применение микроволн. С.13. Москва, 6-11 июня 2021 года.