

16-Радиофизика

- Байбулатов Ильдар Рафикович, аспирант 3 года
Зеленодольск, Казанский государственный университет, физический
Работа системы метеорной радиосвязи с переменной скоростью передачи данных
Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н.
e-mail: ildarrb@rambler.ru стр. 630
- Батыршин Рафаэль Геннадьевич, 5 курс
Зеленодольск, Зеленодольский филиал Казанского государственного университета, физико-математический
Селектор типов радиоотражений от метеорных следов
Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н.
e-mail: rafael619@rambler.ru стр. 631
- Бычков Сергей Владимирович, 4 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский Государственный Университет, радиофизики и электроники
Исследование отражающих свойств тонких металлических слоев при произвольном падении электромагнитной волны
Антонец Инорь Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: Serejka_Bychkov@mail.ru стр. 632
- Грецов Максим Владимирович, старший преподаватель
Волгоград, Волгоградский государственный технический университет, электроники и вычислительной техники
Полый сегментный волновод
Шейн Александр Георгиевич, д.ф.-м.н.
e-mail: physics@vstu.ru стр. 634
- Доценко Ольга Александровна, аспирант 2 года
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Температурные зависимости магнитной проницаемости гексаферритов M,Y и W-типов на частоте 206 МГц
Сусяев Валентин Иванович, к.ф.-м.н.
e-mail: dol.rff@elefot.tsu.ru стр. 635
- Казьмин Игорь Александрович, аспирант 3 года
Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, Физический
Дифракция электромагнитной волны на двумерно периодической решетке из круглых отверстий
Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: ikazmin@mail.ru стр. 636
- Каратаев Андрей Юрьевич, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский Государственный Университет, Физический
Система группировки для пучкового датчика
Логачев Павел Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: karataev_a@gorodok.net стр. 637
- Коваленко Александр Алексеевич, 4 курс
Красноярск, Сибирский государственный аэрокосмический университет, аэрокосмический
Микрополосковые датчики для локальных измерений
Лексиков Александр Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: sanyakl@inbox.ru стр. 638
- Кривопапов Петр Дмитриевич, 4 курс
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Исследование пороговой чувствительности приёмно-передающего модуля миллиметрового диапазона
Антипов Владимир Борисович, к.ф.-м.н.
e-mail: radf@list.ru стр. 639

Литвинов Никита Алексеевич, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский Государственный Университет, ИЯФ, Физический
Система развертки для пучкового датчика
Логачев Павел Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: litvinov@gorodok.net стр. 641

Махно Павел Викторович, магистрант 2 года
Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, физический
Собственные волны периодической системы металлических нанопроводов круглого сечения
Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: paul_v@aaanet.ru стр. 642

Монастырский Дмитрий Львович, аспирант
Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, физический
Определение параметров эквивалентной схемы для апертурных частотно-селективных поверхностей в случае наклонного падения электромагнитной волны.
Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: dltm@aaanet.ru стр. 643

Орешонок Владимир Викторович, 5 курс
Новосибирск, Новосибирский Государственный Университет, физический
Блок управления фазой ВЧ мощного клистрона инжекционного комплекса ВЭПП-5
Суханов Дмитрий Петрович,
e-mail: jb@gorodok.net стр. 645

Пилипенко Роман Владимирович, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, ИЯФ, физический
Стартер-генераторное устройство для гибридного автомобиля
Скоробогатов Дмитрий Николаевич,
e-mail: pilipenko@gorodok.net стр. 646

Радио Любовь Петровна, аспирант 1 года
Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, физический
Исследование суточных и сезонных вариаций напряженности
Барабашов Борис Григорьевич, д.т.н.
e-mail: LubaRadio2005@rambler.ru стр. 647

Рассадин Александр Эдуардович, коорд. объедин. научно-обор. прогр.
Нижний Новгород, Нижегородское региональное отделение НТОРЭС им. А. С. Попова, нет
Об одном конструктивном алгоритме построения антенных эквивалентов
e-mail: al_ras@pochta.ru стр. 648

Сутырин Денис Владимирович, аспирант
Новосибирск, Институт Лазерной Физики СО РАН, нет
Исследование генератора на диодах Ганна с открытым резонатором
Клементьев Василий Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: daze@ngs.ru стр. 649

Чашин Владимир Леонидович, ведущий математик
Великий Новгород, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Институт электронных и информационных технологий
Проектирование антенн с учетом границы раздела сред
e-mail: 6123@mail.ru стр. 650

Шишкин Александр Владимирович, 4 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Отражение СВЧ-волн от тонких пленок титана
Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: ShishkinAV@list.ru стр. 651

Шкрылев Николай Николаевич, 5 курс

Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, физический

Использование методов высокого разрешения для определения углов прихода диапазона ДКМ

Вертоградов Геннадий Георгиевич, к.ф.-м.н.

e-mail: nick_kolandr@mail.ru

стр. 653

Работа системы метеорной радиосвязи с переменной скоростью передачи данных

Байбулатов Ильдар Рафикович

Казанский государственный университет

Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н.

ildarrb@rambler.ru

Практическое применение метеорной радиотехники одна из важнейших задач в метеорной радиоастрономии. Метеорная радиосвязь не оптимально использует радиоканал при фиксированной скорости передачи данных. В данной работе рассмотрены возможности использования 2-х различных алгоритмов передач данных для повышения пропускной способности метеорного радиоканала.

В качестве первого алгоритма используется метод работы по нескольким частотным каналам, т.е. мощности передатчика распределяется по нескольким частотным радиоканалам. В начале при появлении метеорного следа и включении в связь используется четыре канала передачи данных, т.к. отношение сигнал/шум максимально. Когда амплитуда метеорного отражения опускается до порогового значения, произойдет переход системы к использованию двух каналов. Далее значение амплитуды падает и доходит до следующего порогового значения, где выключается еще один канал и вся мощность передатчика используется одним оставшимся каналом передачи данных. Связь между передатчиком и приемником будет продолжаться до тех пор, пока мгновенная амплитуда не опустится ниже уровня, при котором вероятность битовой ошибки превысит заранее заданный предел.

Альтернативным методом является в использование только одного канала при изменении его полосы. Данный алгоритм «переключения скоростей передачи» состоит в следующем:

1. пилотный сигнал (первый принятый) дает стартовое отношение «сигнал/шум», это число передается на передающую станцию,

2. после этого передающая станция дает специальный сигнал «изменение скорости приема» в отправляемый поток данных и этот сигнал извещает на приемную станцию, что скорость передачи поменяется в следующем кадре,

3. приемная станция принимает этот сигнал и ее демодулятор переключается на новую скорость приема данных для следующего кадра сообщения.

В таком алгоритме передача информации на максимальной амплитуде продолжается до тех пор, пока амплитуда сигнала не упадет до порогового значения, после чего скорость передачи уменьшается вдвое; этот продолжается пока мгновенная амплитуда сигнала не упадет ниже уровня, при котором вероятность битовой ошибки превысит заранее заданный предел.

Была создана программа, написанная в среде Delphi, которая реализует алгоритмы вышеуказанных методов. Для каждого метеорного радиоотражения из базы данных АВХ регистраций можно визуально наблюдать реализацию каждого метода. Входными данными программы являются: длина радиолиний, объем количества передаваемых бит (пакета), а также используется база данных из более, чем 7000 метеорных радиоотражений. Рассмотренные методы на рис. 1 и 2 приводятся в трех столбцах:

1. Метод переменной скорости передачи

Объем передаваемой информации измерялся по формуле (1):

$$Q = \frac{k}{n} \sum_j F(u) \cdot t_j ; t_j = \begin{cases} 0 \\ n \\ F(u) \end{cases} \quad (1)$$

2. Контрольный метод (простейший - одна частотная полоса, фиксированная скорость передачи)

3. Метод переключения числа каналов

Объем передаваемой информации измерялся по формуле (2):

$$Q = \frac{k}{n} \sum_j b(u) \cdot F \cdot t_j ; t_j = \begin{cases} 0 \\ n \\ F \end{cases} \quad , \quad (2)$$

где k – количество передаваемых бит в кадре; F – частотный диапазон канала; t_j – время передачи кадра.

Для всех метеорных радиоотражений определяется количество переданных и потерянных бит при использовании каждого метода и строятся суммарные диаграммы зависимости числа принятых бит (рис.1 –

информационный кадр 512 бит, *рис.2* – кадр 256 бит), усредненные по всей базе данных метеорных отражений (более 7000 регистраций АВХ) для радиолиний различной длины. На *рис.1* и *2* цифрами обозначено: 1 – метод переменной скорости передачи, 2 – контрольный метод, 3 – метод переключения числа каналов.

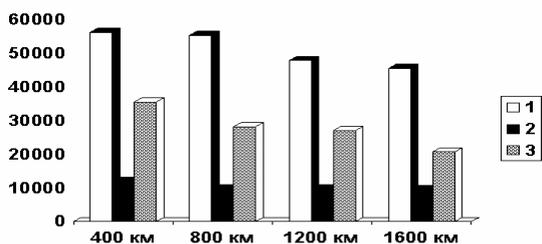


рис.1

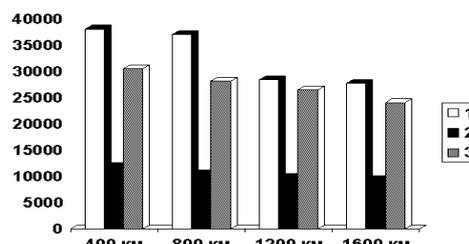


рис.2

По результатам моделирования определено, что 4-х канальная радиосистема выигрывает у одноканальной по числу переданных бит в 3-4 раза, а при использовании метода изменения скорости передачи в 4-5 раз. Это связано с тем, что при использовании нескольких каналов время на передачу не информационных бит остается постоянным, а при использовании алгоритма с переключением скорости передачи на одном канале время на передачу неинформационных бит сокращается. Кроме того, заметно падение выигрыша 4-х канальной систем при сокращении длины информационного кадра с 512 до 256 бит.

Селектор типов радиоотражений от метеорных следов

Батырин Рафаэль Геннадьевич

Зеленодольский филиал Казанского государственного университета

Курганов Александр Ростиславович, к.ф.-м.н.

rafael619@rambler.ru

Изучению метеоров в последнее время уделяется большое внимание. Наряду с оптическими методами широкое распространение получил иной, перспективный метод наблюдения метеоров – радиолокационный. Фотографические и радиолокационные наблюдения метеоров позволяют получить ценную информацию о строении верхних слоев атмосферы. Метеорные следы образуются в нижней ионосфере на высотах 80-110 километров. Часто эти высоты называются высотами «метеорной зоны». Большинство метеорных следов образуются микрометеоритами, летящими со скоростью 30-70 километров в секунду. Каждый только что созданный метеорный след сразу же начинает разрушаться из-за эффекта рекомбинации электронов и ионов следа. Поэтому канал метеорной связи существует 0,05-1,0 секунду для одного метеорного радиоотражения.

По мере накопления файлов с данными наблюдений, а это достаточно большой массив данных, необходима их обработка. Даже в случае поверхностного анализа на обработку этого массива потребуется большое количество времени, также можно отметить рутинность и монотонность данного процесса. К тому же для объективности требуется, как правило, мнение нескольких экспертов, которые подвержены субъективизму. Таким образом, возникает необходимость в беспристрастном и продуктивном помощнике – ЭВМ.

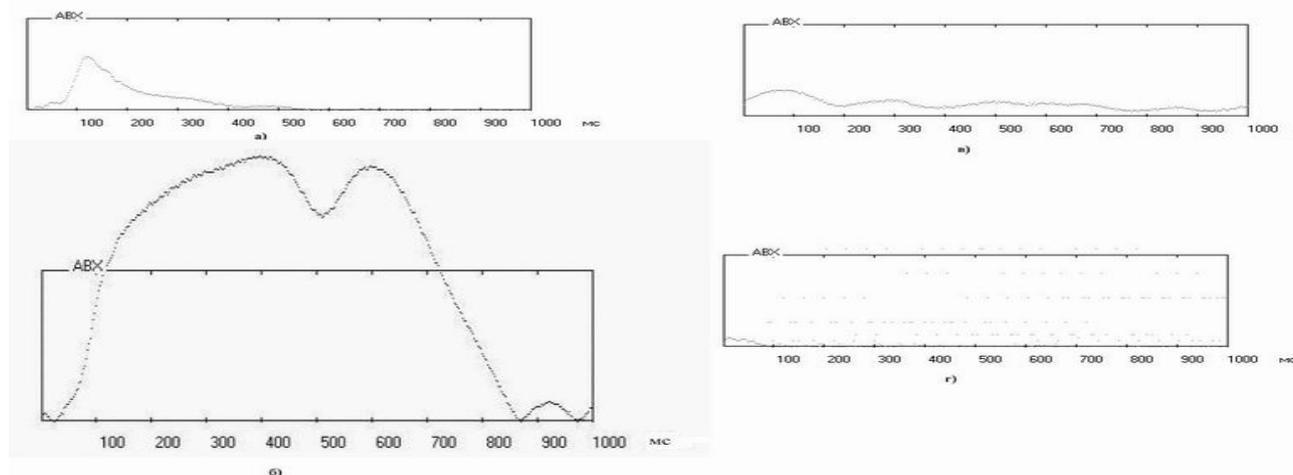


рис.1

Из большого количества форм метеорных радиоотражений для работы программы-селектора были отобраны четыре наиболее распространенных типа радиоотражений:

1. радиоотражение от недоуплотненного метеорного следа (*рис.1а*);
2. радиоотражение от переуплотненного метеорного следа (*рис.1б*);
3. федингующее радиоотражение от метеорного следа, (*рис.1в*);
4. радиоотражение от ионосферы, слоя E_s или неопределенного источника (*рис.1г*).

Созданная программа-селектор позволяет обрабатывать файлы банка данных радиоотражений от метеорных следов в двух режимах (автоматическом и автоматизированном) по четырем наиболее распространенным типам радиоотражений, указанным выше. При этом программа показывает хорошее качество классификации: результаты обработки программы-селектора отличаются всего на 10-15 % от результатов при ручной классификации. На текущий момент обработано более семи тысяч радиоотражений. При этом по результатам обработки наблюдается явное превалирование радиоотражений от метеорных следов недоуплотненного и переуплотненного типов, также в небольшом количестве присутствуют федингующие радиоотражения и радиоотражения от ионосферы, слоя E_s и т.п.

На *рис.2* показан вид рабочего поля при автоматизированном режиме обработки файла банка данных. При обработке из файла читается числовой массив, определяющий время появления и амплитудно-временную и фазо-временную характеристики радиоотражения. На основе этого массива строятся соответствующие графики (АВХ и ФВХ). Затем программ анализирует разброс амплитуды во времени и на основе результатов анализа определяет тип радиоотражения. Пользователь в любой момент имеет возможность изменить определенный автоматически тип радиоотражения.

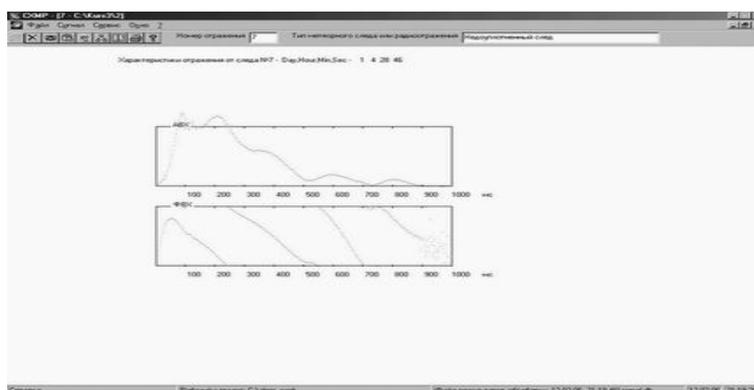


рис.2

Программа позволяет сохранять результаты обработки (номер радиоотражения, его тип, характеристики) в базах данных формата Paradox. По результатам обработки пользователь имеет возможность построить выходной график, демонстрирующий, сколько радиоотражений какого типа было обработано, и создать подробный отчет, в котором указаны: номер отражения и его тип, определенный программой. Программа имеет широкий спектр настроек. В дальнейшем предполагается усложнение существующего алгоритма обработки с целью улучшения качества классификации.

Исследование отражающих свойств тонких металлических слоев при произвольном падении электромагнитной волны

Бычков Сергей Владимирович

Сыктывкарский государственный университет

Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.

Serejka_Bychkov@mail.ru

В настоящее время широко исследуются электродинамические свойства тонких металлических пленок, в частности отражение, прохождение и поглощение электромагнитных волн [1-3]. Изучение свойств тонких металлических пленок толщиной порядка 10 – 100 нм в СВЧ диапазоне имеет большое значение в области обработки и хранения информации, СВЧ фильтров, тонкопленочных покрытий и других исследовательских программ.

Получены граничные условия для тонкого слоя методом усреднения [4], справедливых как для проводящих сред, так и для диэлектриков.

$$\frac{E_{xb} - E_{xa}}{d} = i \left[\left(\omega \mu \mu_0 + \frac{1}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \cdot \left(\frac{H_{yb} + H_{ya}}{2} \right) - \frac{1}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{H_{xb} + H_{xa}}{2} \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{E_{yb} - E_{ya}}{d} = i \left[\left(\omega \mu \mu_0 + \frac{1}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \cdot \left(\frac{H_{xb} + H_{xa}}{2} \right) - \frac{1}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{H_{yb} + H_{ya}}{2} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{H_{xb} - H_{xa}}{d} = i \left[\left(\omega \varepsilon \varepsilon_0 + \frac{1}{\omega \mu \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \cdot \left(\frac{E_{yb} + E_{ya}}{2} \right) - \frac{1}{\omega \mu \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{E_{xb} + E_{xa}}{2} \right) \right], \quad (3)$$

$$\frac{H_{yb} - H_{ya}}{d} = i \left[\left(\omega \varepsilon \varepsilon_0 + \frac{1}{\omega \mu \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \cdot \left(\frac{E_{xb} + E_{xa}}{2} \right) - \frac{1}{\omega \mu \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(\frac{E_{yb} + E_{ya}}{2} \right) \right], \quad (4)$$

где $\varepsilon_c = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}$.

Используя граничные условия (1)-(4) для плоской поляризованной ЭМВ, были получены выражения для коэффициентов отражения и прохождения с учетом $\alpha = \frac{id\omega\mu\mu_0}{2\eta_0}$, $\beta = \frac{id\omega\varepsilon_c\varepsilon_0\eta_0}{2}$, $\gamma = \frac{d\eta_0\sigma}{2}$:

$$R = \frac{\alpha\beta + \alpha\gamma \cdot \sin^2 \theta - \beta^2 \cdot \cos^2 \theta}{(1 + \beta \cdot \cos \theta)(\alpha\beta + \alpha\gamma \cdot \sin^2 \theta + \beta \cdot \cos^2 \theta)}, \quad (7)$$

$$T = \frac{(1 - \alpha\beta - \alpha\gamma \cdot \sin^2 \theta) \cdot \beta \cdot \cos \theta}{(1 + \beta \cdot \cos \theta)(\alpha\beta + \alpha\gamma \cdot \sin^2 \theta + \beta \cdot \cos^2 \theta)} \cdot e^{2\sqrt{i\alpha\gamma} \cos \theta}. \quad (8)$$

На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения (7) и прохождения (8) тонкого металлического слоя от угла падения ЭМВ при различных толщинах d . Из рисунка видно, что с ростом θ коэффициент отражения падает, а коэффициент прохождения растет. Причем интервал корреляции зависит от толщины слоя. Так при $d = 1$ нм изменение R и T составляет около 0,15, а при $d = 100$ нм примерно 0,5. При $\theta \rightarrow 90^\circ$ отражение резко растет вплоть до 1, а коэффициент прохождения спадает до 0, как и должно быть.

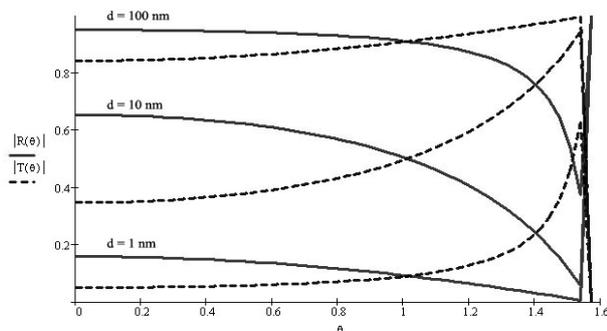


рис.1. Зависимость модуля коэффициента отражения и прохождения тонкой металлической пленки от угла падения ЭМВ.

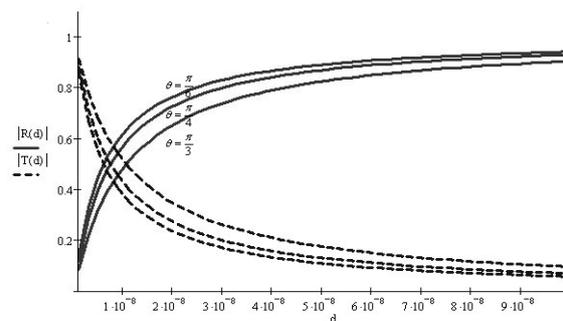


рис.2. Зависимость модуля коэффициента отражения и прохождения тонкой металлической пленки от толщины пленки.

$$\omega = 10^{10} \text{ Гц}, \sigma = 10^6$$

На рис.2 представлена зависимость коэффициента отражения и прохождения тонкой металлической структуры от толщины для различных углов падения волны. Из рисунка следует, что коэффициент отражения резко растет, а коэффициент прохождения спадает вплоть до толщины $d \approx 30$ нм. Дальнейшее увеличение d приводит к замедлению роста R и спада T , и их постепенному насыщению. Отметим, что с уменьшением θ эта зависимость более ярко выражена, однако насыщение для всех трех углов наступает при одинаковых толщинах.

Список публикаций:

- [1] Каплан А. Е. // РЭ. 1964. №10. С.1781-1787.
- [2] Антонец И. В., Котов Л. Н., Некипелов С. В и др. // РЭ. 2004. Т.49. №10. С.1243-1250.
- [3] Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.
- [4] Халиуллин Д.Я., Третьяков С. А. // РЭ. 1998. Т.43 №1. С.16-30.

Полый сегментный волновод

Грецов Максим Владимирович

Волгоградский государственный технический университет

Шеин Александр Георгиевич, д.ф.-м.н.

physics@vstu.ru

В интересах решения ряда практических задач встает вопрос об изучении структуры волн, распространяющихся в волноводах сегментной формы поперечного сечения, представляющих собой сегмент кругового цилиндра (см. *рис. 1*).

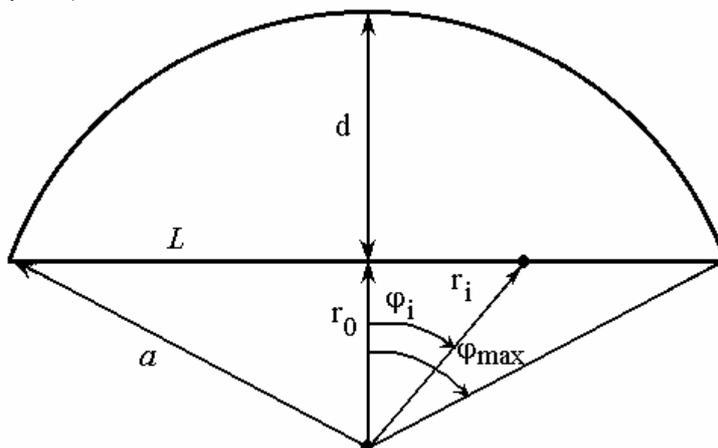


рис. 1

Для расчета выбрана цилиндрическая система координат. Решение в ней поперечного уравнения Гельмгольца для Е- и Н-волн имеет вид:

$$E_z(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [C_m J_m(gr) + D_m N_m(gr)] [A_m \cos(m\varphi) + B_m \sin(m\varphi)],$$

$$H_z(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [C_m J_m(gr) + D_m N_m(gr)] [A_m \cos(m\varphi) + B_m \sin(m\varphi)],$$

где g – поперечное волновое число; $J_m(x)$ и $N_m(x)$ – функции Бесселя первого и второго рода; A_m, B_m, C_m, D_m – неизвестные коэффициенты. Дисперсионное уравнение получается при наложении на это решение граничных условий (равенство нулю тангенциальных составляющих напряженности электрического поля на контуре поперечного сечения). Для наложения граничных условий на плоской границе (L) используется метод коллокации (сшивка по точкам) с последующим решением матричного уравнения.

Такой подход позволяет рассчитать для волновода с заданными размерами критические длины волн, структуру полей и распределение мощности. Расчет критических длин волн (подробно рассмотрен в работе [1]) показывает, что при уменьшении отношения r_0/a , что соответствует переходу к полуцилиндрическому волноводу, критические длины волн должны совпадать с соответствующими значениями, характерными для такой системы. Расчет структуры полей и распределения мощности (подробно см. [2]) подтверждает это сходство. Кроме того, расчет показывает, что выбор того или иного типа волны или многомодового режима позволяет получить требуемое распределение электромагнитного поля в поперечном сечении волновода.

Список публикаций:

[1] Шеин А.Г., Грецов М.В. Распространение электромагнитных волн в сегментных волноводах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2001. – Т. 4, № 2. – С. 37–41.

[1] Грецов М.В., Шеин А.Г. Распределение полей в сегментных волноводах // Вопросы физической метрологии. Научно-техн. сб. Поволжского отделения Метрологической академии России. – 2004. – Вып. 6. – С. 107–116.

Температурные зависимости магнитной проницаемости гексаферритов M, Y и W-типов на частоте 206 МГц

Доценко Ольга Александровна
Кулешов Григорий Евгеньевич

Томский государственный университет
Суляев Валентин Иванович, к.ф.-м.н.
dol@elefot.tsu.ru

Быстрое развитие радиоэлектронных устройств, работающих в микроволновой области электромагнитного излучения и использующихся в сотовой связи, компьютерах нового поколения и цифровой аппаратуре различного назначения, потребовало новых радиоматериалов, эффективно действующих в этом диапазоне длин волн. В частности, появился спрос на магнитные материалы, которые позволяют снизить размеры и вес всей конструкции, обеспечить электромагнитную совместимость отдельных элементов и согласование приемно-передающего тракта, понизить энергозатраты [1].

В настоящее время уделяется особое внимание ферритам с гексагональной структурой (гексаферритам), область естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР) которых находится в области сверхвысоких частот. По этой причине магнитные свойства данных материалов проявляются на значительно более высоких частотах, чем у ферритов со структурами шпинели и граната.

Положением области дисперсии, определяемой естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР), то есть совпадением частоты электромагнитного излучения с частотой прецессии магнитного момента в поле анизотропии, можно управлять, изменяя химический состав.

В частности, в гексаферритах системы $\text{Co}_{2-x}\text{Zn}_x\text{W}$ замена магнитных ионов кобальта немагнитными ионами цинка приводит к росту намагниченности насыщения и позволяет управлять константами магнитной кристаллографической анизотропии, то есть смещать область больших потерь по шкале частот в широких пределах [2]. Известно также, что константы анизотропии температурозависимы, поэтому и область ЕФМР может смещаться по частотной оси при нагреве или охлаждении гексаферрита.

Перед данной работой поставлена цель: провести температурные исследования магнитной проницаемости ряда гексаферритов на частоте 206 МГц для определения возможности их применения в радиоэлектронных устройствах и оценить влияние температуры на комплексную магнитную проницаемость.

В качестве объекта исследования нами выбраны гексаферриты следующих кристаллических структур: M-типа: $\text{BaCo}_{1,0}\text{Ti}_{1,0}\text{Fe}_{10,0}\text{O}_{19}$, Y-типа: $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ и W-типа: $\text{BaCo}_{0,6}\text{Zn}_{1,4}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$. Этот выбор обусловлен тем, что для двух гексаферритов области аномальной дисперсии находятся по обе стороны от частоты измерения, а для гексаферрита типа W эта область находится вблизи резонансной частоты измерительной ячейки.

Изучение температурной зависимости комплексной магнитной проницаемости $\mu^* = \mu' - i\mu''$ производилось с помощью нерегулярного микрополоскового резонатора [3] на автоматизированной установке [4], основой СВЧ-тракта которого являются панорамные измерители КСВн.

Проведенные исследования (см. рис. 1), показали, что на данной частоте не наблюдается температурных изменений компонент магнитной проницаемости гексаферрита $\text{BaCo}_{1,0}\text{Ti}_{1,0}\text{Fe}_{10,0}\text{O}_{19}$. Относительные значения измеренных величин также малы.

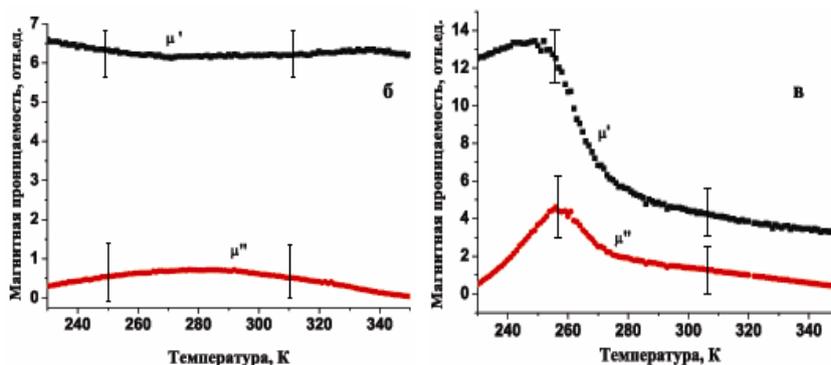


рис. 1. Зависимость действительной и мнимой составляющих магнитной проницаемости гексаферритов разных составов от температуры на частоте 206 МГц: а) $\text{BaCo}_{1,0}\text{Ti}_{1,0}\text{Fe}_{10,0}\text{O}_{19}$, б) $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$, в) $\text{BaCo}_{0,6}\text{Zn}_{1,4}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$.

Материал $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ относится к классу планарных гексаферритов с очень малым полем магнитной кристаллографической анизотропии (порядка 1 эрстеда) Нф. Этот материал обладает высокой термостабильностью [3] и имеет достаточно большую величину действительной составляющей магнитной проницаемости, то есть может применяться в сердечниках микроволновых катушек индуктивности.

Более сложное поведение комплексной магнитной проницаемости в зависимости от температуры отмечается у $\text{BaCo}_{0,6}\text{Zn}_{1,4}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$. При температуре 255 К, как μ' , так и μ'' имеют отчетливо выраженные максимумы, которые связаны с немонотонным смещением частоты ЕФМР. При изменении температуры этот материал проходит целый ряд преобразований магнитной структуры, тип которой зависит от соотношения между константами магнитной кристаллографической анизотропии, температурные зависимости значений которых приведены в работе [5].

Достаточно высокие значения величин компонент магнитной проницаемости у образцов $\text{BaCo}_{0,6}\text{Zn}_{1,4}\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$ и $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ указывают на возможность применения этих материалов в радиоэлектронной аппаратуре на рассматриваемой частоте. При этом следует учитывать высокую чувствительность к изменению температуры у гексаферрита W-типа в области 280 К и ниже.

Список публикаций:

- [1] Н. Yamamoto, М. Isono, Т. Kobayashi. *Magnetic properties of Ba-Nd-Co system M-type ferrite fine particles prepared by controlling the chemical coprecipitation* // *J. Magn. Magn. Mat.*, 2005. – V. 295. – №1. – P.51-56.
 [2] Журавлев В.А., Суляев В.И., Найден Е.П., Рябцев Г.И., Кириченко В.И. Особенности спектров магнитной проницаемости гексаферритов $\text{Co}_2\text{-xZnxW}$ в области спин-переориентационного фазового перехода. // *Известия высших учебных заведений СССР. Физика*, 1990. - т.33. -№9. - С.107-109.
 [3] Доценко О.А., Суляев В.И. Измерение температурных зависимостей спектров магнитной проницаемости гексаферритов нерегулярным микрополосковым резонатором. // *Известия вузов. Физика*. – 2005. – Т.48. – № 6. – С.115–116.
 [4] Суляев В.И., Журавлев В.А., Кочеткова Т.Д., Судаков С.В. Автоматизированная установка для исследования температурной зависимости спектров диэлектрической проницаемости полярных жидкостей в диапазоне 0.1–1.25 ГГц // *Приборы и техника эксперимента*. – 2003. – №5. – С. 1-5.
 [5] Найден Е.П. Структура и магнитные свойства оксидных гексагональных ферромагнетиков.: Дисс. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. – Томск, 1991. – 300с.

Дифракция электромагнитной волны на двумерно периодической решетке из круглых отверстий

Казьмин Игорь Александрович

Ростовский государственный университет

Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.

ikazmin@mail.ru

В настоящее время широкое применение находят устройства, использующие двумерно периодические решетки планарных отражателей. В различных вариантах исполнения, либо микрополосковые отражатели на диэлектрической подложке, либо апертуры в металлическом экране, эти структуры получили название частотно-селективных поверхностей (ЧСП) и используются в качестве пространственных фильтров для квазиоптического разделения сигнала, поляризационных фильтров, антенных обтекателей, средств радиозащиты, а также ряда антенных диплексеров и пространственных фильтров, используемых в зеркальных антеннах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Рассмотрим падение плоской Н-поляризованной монохроматической волны на бесконечную двумерную прямоугольную решетку круглых апертур.

Удовлетворяя граничным условиям $H_{x,z}^+ + H_{x,z}^{6H} = H_{x,z}^-$ на границе раздела областей $y>0$ и $y<0$, получаем следующие сумматорные уравнения:

$$\begin{aligned} V^{-1}(M_{mn}^z f_{mn}^{11} + M_{mn}^x f_{mn}^{12}) &= i\omega\mu_0 H_z^{6H}(x, z), \\ V^{-1}(M_{mn}^z f_{mn}^{12} + M_{mn}^x f_{mn}^{22}) &= i\omega\mu_0 H_x^{6H}(x, z), \end{aligned} \quad (1)$$

где V – операторы преобразования Фурье, $M_{mn}^{x,z}$ – Фурье-образы магнитных токов на апертуре, f_{mn} – компоненты тензорного ядра сумматорных уравнений (1), H^{6H} – напряженность внешнего магнитного поля, i – мнимая единица, ω – циклическая частота падающей волны, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

К уравнениям (1) была применена процедура диагонализации, т. к. решение уравнений (1) более громоздкое, требующее больших затрат машинного времени. Диагонализированные уравнения имеют вид:

$$V^{-1} \left(\frac{v_{mn}}{\rho_{mn}^2} \varphi_M \right) = f(x, z) - \frac{2}{k_x k^2} e^{-ik_x x}$$

$$V^{-1} \left(\frac{u_{mn}}{\rho_{mn}^2} \varphi_E \right) = a(x, z) \quad (2)$$

где $a(x, z)$ и $f(x, z)$ – неизвестные функции, удовлетворяющие уравнению Лапласа, k и k_x – волновой вектор и его проекция на ось OX соответственно, $\varphi_{M, E}$ и ρ_{mn} – известные функции, u_{mn}, v_{mn} – неизвестные функции.

Диагонализированные уравнения (2) решались методом Галеркина с ортогональным базисом, учитывающим условие на ребре. В качестве основы для такого базиса использовались функции Бесселя полуцелого порядка.

На основе изложенного алгоритма была разработана компьютерная программа на языке C++. Была исследована внутренняя сходимость метода. Проведенное исследование показало, что для достижения относительной погрешности порядка 0.1% достаточно брать 3-5 базисных функций и 100-150 членов в рядах матричных элементов.

Система группировки для пучкового датчика

Каратаев Андрей Юрьевич

Новосибирский государственный университет

Логачев Павел Владимирович, к.ф.-м.н.

karataev_a@gorodok.net

В настоящее время в области ускорительной техники нередко возникает необходимость в решении таких задач как: определение количества сгустков в ускоряемом пучке, их длины, продольного распределения заряда в сгустках и др. При этом, во время измерения желательно оказывать минимальное воздействие на измеряемый пучок. Для решения данных задач в ИЯФ СОРАН было создано новое перспективное устройство – пучковый датчик. Принцип его работы заключается в использовании электронного пучка низкой энергии для измерения параметров электромагнитного поля интенсивного релятивистского сгустка. Пробный пучок под воздействием электромагнитного поля сгустка отклоняется от первоначального направления движения и описывает в плоскости экрана замкнутую кривую. Анализируя вид этой кривой, можно получить некоторые параметры исследуемого сгустка.

Можно сказать, что этот, неразрушающий основной пучок, метод диагностики в большинстве своих модификаций реализуется на одном и том же оборудовании и даёт возможность не только оперативно контролировать качество пучка, но и производить тонкую настройку ускорителя.

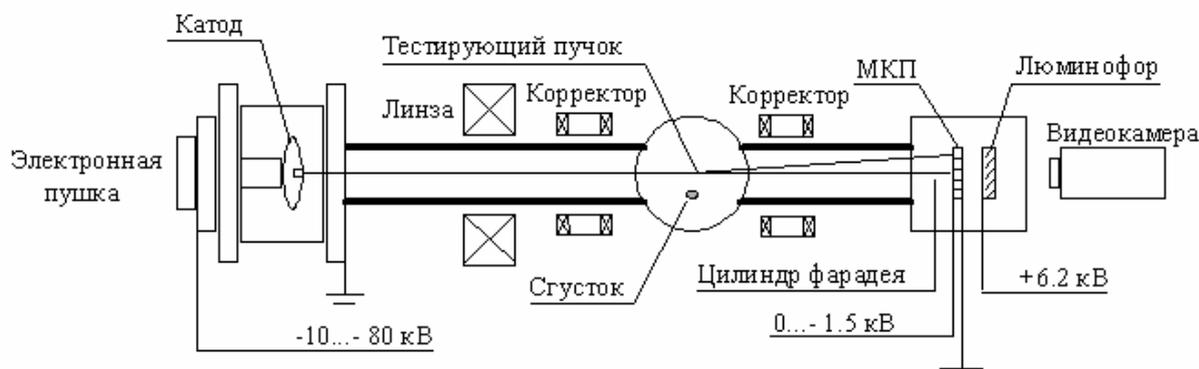


рис.1. Схема пучкового датчика.

Целью данной работы является разработка системы группировки для пучкового датчика. Система группировки нужна для того, чтобы сформировать на экране метки времени, нужные для быстрой оценки длины сгустков. Для измерения длины сгустков в диапазоне от нескольких сотен пикосекунд до нескольких наносекунд может быть применён простой метод модуляции яркости луча с частотой в районе 10 – 14 ГГц.

Такая модуляция может быть результатом клистронной группировки тестирующего пучка, проходящего через резонатор с продольным электрическим СВЧ полем.

Было решено использовать клистронный метод группировки на частоту 10 ГГц, что вполне подходит для диапазона длин тестируемых сгустков. С помощью программ CLANS и HFSS были проведены предварительные расчеты резонатора, получены величины входной мощности, обеспечивающие группировку пучка с энергией в требуемом диапазоне. Далее было проведено моделирование работы группирующей системы и оценено действие сил пространственного заряда. Моделирование и оценки показали возможность использования данного метода.

На данном этапе разрабатывается технологическая конструкция резонатора и в ближайшее время планируется установка группирующей системы на стенд пучкового датчика для проведения эксперимента.

Микрополосковые датчики для локальных измерений высокочастотного поверхностного импеданса

Коваленко Александр Алексеевич

Давидюк Александр Владимирович

Сибирский государственный аэрокосмический университет,

Институт физики им. Киренского

Лексиков Александр Александрович, к.ф.-м.н.

sanyakl@inbox.ru

Одним из возможных путей улучшения характеристик СВЧ устройств на основе планарных структур является повышение однородности электрических свойств металлических слоев, наносимых на подложки. В этой связи актуальной является задача разработки методов и устройств для локальных измерений поверхностного импеданса (ПИ). В настоящей работе исследована возможность создания микрополосковых датчиков для измерения ПИ.

Рассматриваются две конструкции: на основе микрополоскового резонатора (МПР), (рис.1а), и на основе двухзвенной микрополосковой секции (ДМС), (рис.1б). Оба датчика представляют собой диэлектрическую подложку, на одной стороне которой выполнены полосковые проводники резонатора, в первой конструкции, и ДМС, во второй. На другую сторону подложки нанесена сплошная металлизация, играющая роль заземляемого основания, в которой, однако, выполнено измерительное отверстие. В первой конструкции отверстие расположено под центром полоскового проводника МПР, во втором – проекция отверстия располагается между теми кончиками полосковых проводников, образующих ДМС, к которым подключаются внешние линии.

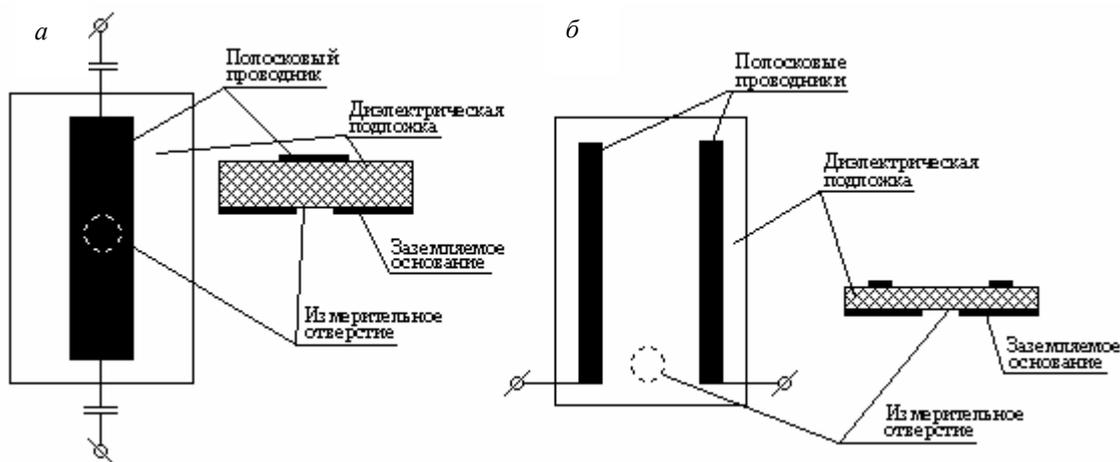


рис.1

В первой конструкции отверстие является локализованным источником высокочастотного (ВЧ) магнитного поля на частоте первой моды колебаний МПР и каналом связи МПР с исследуемым образцом. Подобный МПР является основой описанного в [1] локального спектрометра ферромагнитного резонанса. Принцип действия исследуемого датчика основан на том, что генерируемое отверстием ВЧ магнитное поле индуцирует в образце токи Фуко, что в свою очередь ведет к падению добротности резонанса, тем большей, чем больше поверхностный импеданс образца вблизи измерительного отверстия. Таким образом, добротность МПР является в данном случае сигналом датчика.

В данной работе был изготовлен макет датчика на подложке из керамики ТБНС ($\epsilon=80$), толщиной $H_d=2$ мм и поперечными размерами 27×20 мм, длина полоскового проводника МПР $L_r=19$ мм, его ширина $W=3.5$ мм, диаметр отверстия $D=2$ мм. Частота первой моды $f = 1000$ МГц. Датчик подключался на «проход» со слабой связью (через емкости менее 1 пФ) в тракт измерителя комплексных коэффициентов передачи Р4-37, а мерой его добротности принимался уровень прохождения на частоте первой моды. В качестве «пробных» образцов использовались металлы и сплавы с известным удельным сопротивлением. На *рис.2* приведен график зависимости изменения уровня прохождения датчика на указанной частоте от удельного сопротивления использованных образцов. Он демонстрирует тот факт, что действительно с помощью такого датчика можно измерять поверхностный импеданс проводящих материалов.

Во второй конструкции измерительное отверстие также является локализованным источником ВЧ магнитного поля, но не на резонансной частоте, а на частоте полюса затухания, наблюдаемого на амплитудно-частотной характеристике ДМС. Полюс затухания – это острый минимум прохождения, образующийся благодаря взаимной компенсации индуктивной и емкостной связи между полосковыми проводниками ДМС на определенной частоте. В данном случае эта частота намного ниже резонансной. Глубина и острота полюса зависят от потерь в ДМС на его частоте [2], и, таким образом, помещая исследуемый образец вблизи измерительного отверстия, можно по уровню прохождения сигнала на частоте полюса определять ПИ образца.

Был изготовлен макет датчика со следующими конструктивными параметрами: подложка из керамики ТБНС, размерами 22×19 мм, $H_d=0.5$ мм, длина полосковых проводников ДМС $L_r=13.6$ мм, их ширина $W=1$ мм, $D=2$ мм, расстояние между полосковыми проводниками $S=1.5$ мм. Кончиками полосковых проводников датчик подключался непосредственно в измерительный тракт Р4-37. Частота полюса затухания $f = 242$ МГц. График изменения уровня прохождения СВЧ сигнала на частоте полюса подобен графику на *рис. 2*, однако величины этого изменения примерно в два раза большие. Таким образом, с помощью датчика на основе ДМС также можно локально измерять ПИ.

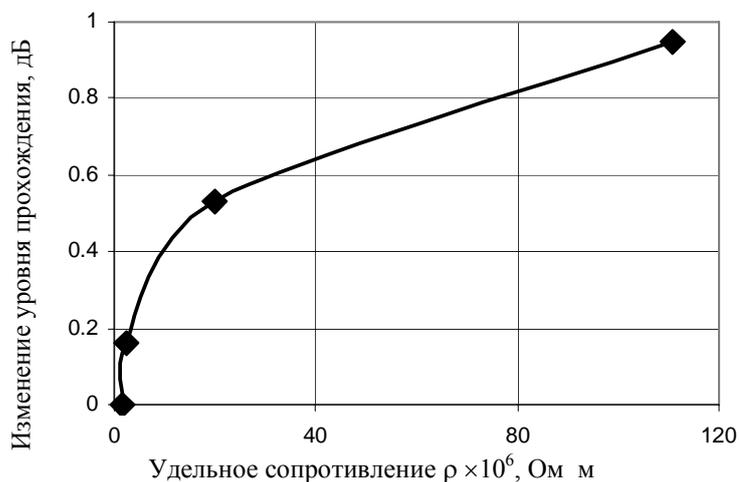


рис.2

Следует отметить, что подобные датчики очень хорошо моделируются с помощью программного пакета «Microwave Office», что позволяет теоретически исследовать влияние конструктивных параметров на их чувствительность, а также их проектирование. Такие исследования были проведены и они показали, что чувствительность датчиков можно существенно повысить.

Список публикаций:

- [1] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, И.Я. Макиевский, В.В. Тюрнев. ПТЭ, 1997, № 3, с.106-111.
- [2] Б.А. Беляев, А.А. Лексиков, В.В. Тюрнев. ПТЭ, 1995, № 5, с.123-130.

Исследование пороговой чувствительности приёмно-передающего модуля

миллиметрового диапазона

Кривопапов Петр Дмитриевич

Злепушков Максим Геннадиевич

Томский государственный университет

Антипов Владимир Борисович, к.ф.-м.н.

radf@list.ru

В настоящее время большое внимание в практической радиолокации уделяется вопросам обеспечения или, наоборот, предотвращения встречи двух объектов и определения параметров движения одного объекта относительно другого (расстояния, скорости и т.д.). Для решения этих задач широкое применение в качестве миниатюрных приемопередающих модулей в системах ближней радиолокации получили доплеровские

автодины, представляющие собой модуль, совмещающий в себе функции генератора и детектора, и непосредственно связанный с приемо-передающей антенной. Колебания генератора излучаются в пространство, и после отражения от движущегося объекта поступают в колебательную систему генератора с частотой, сдвинутой вследствие эффекта Доплера относительно частоты его собственных колебаний. В результате нелинейного преобразования в цепи питания генератора появляется сигнал с частотой доплеровского сдвига, который затем обрабатывается. Импульсная модуляция излучаемого антенной сигнала локатора способна обеспечить возможность непрерывного определения расстояния между сближающимися объектами по времени запаздывания импульса отражённого сигнала относительно импульса излучаемого.

Автодин обладает преимуществом простоты, но в тоже время имеет небольшой динамический диапазон вследствие низкой чувствительности приемника. Улучшение данной характеристики может быть достигнуто в схеме, где функции генерации и детектирования разделяются. Такой приемо-передающий модуль (ППМ) содержит выделенные в отдельные блоки генератор, детектор и разветвитель.

Целью настоящей работы является определение возможностей повышения пороговой чувствительности ППМ путем поэтапного улучшения элементов системы.

Первые измерения были проведены на частоте 35 ГГц, разветвителем в схеме служил Y-образный H-тройник. Затухание сигнала имитируется перестраиваемым аттенуатором, а для имитации смещения частоты используется диодный модулятор.

Модулятор управляется от генератора прямоугольных импульсов со скважностью, равной двум. Отраженная СВЧ волна модулируется по амплитуде, при этом в ней присутствует составляющая с исходной частотой и боковые составляющие, соответствующие спектру АМ. Полезными из них являются две составляющие первого порядка.

После регулируемого ослабления G и некоторого сдвига фазы φ они суммируются в канале детектора с колебанием исходной частоты и производят его амплитудно-фазовую модуляцию. Пользуясь переменным фазовращателем, устанавливают фазовый сдвиг в канале распространения сигнала таким, чтобы добиться в канале детектора максимального уровня амплитудной модуляции и соответственно максимального сигнала на выходе детектора. Для модуляции в данной работе использован импульсный генератор Г5-56, а для регистрации детектируемого сигнала – селективный микровольтметр SMV-8.

В эксперименте с тройниковым разветвителем при различных уровнях мощности генератора и настройках детекторной секции пороговая чувствительность ППМ составила в среднем минус 120 дБ при отстройке 10 КГц. Данная оценка пороговой чувствительности соответствует определенной измерительной ситуации – конкретному типу разветвителя и конкретной полосе пропускания селективного вольтметра. Многократным измерением на различных частотах установлено, что эта полоса составляет 3,5% от частоты настройки.

Если имеется резерв мощности, целесообразно большую ее часть направлять в антенну, а меньшую – в детектор в качестве опорного сигнала для образования биений. В таком случае разветвитель должен быть выполнен на основе ферритового циркулятора.

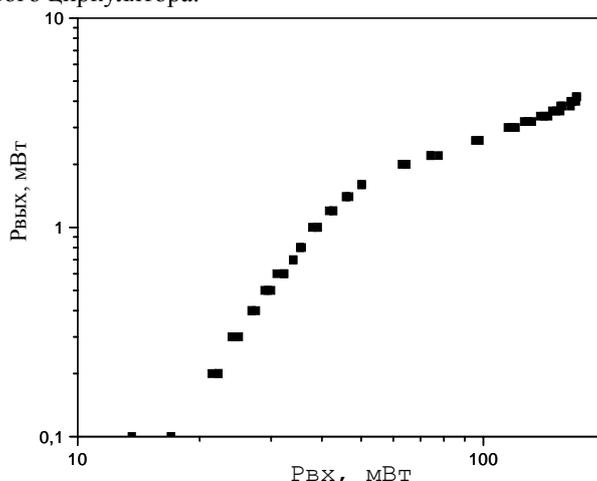


рис.1

Таким образом, следующим путем поэтапного улучшения характеристик ППМ после разнесения в отдельные блоки генератора и детектора стала замена волноводного тройника ферритовым циркулятором.

Результатом этой операции стало повышение потенциала модуля на 12 дБ, то есть до -132 дБ в полосе селективного вольтметра при отстройке 10 КГц.

Возможность дальнейшего уменьшения амплитудных шумов связывается со свойством насыщения амплитудной характеристики умножителя частоты на нелинейной емкости. Расчет показывает, что удвоитель частоты имеет слабо выраженный участок насыщения, что иллюстрируется экспериментальным графиком (рис.1). В связи с этим выигрыш в амплитудных шумах не компенсируется падением абсолютного значения мощности. Более ярко выраженную область насыщения имеет, по литературным данным, утроитель частоты. В настоящее время вводится работа над заменой генератора, работающего непосредственно на несущей частоте, генератором, состыкованным с утроителем частоты.

Система развертки для пучкового датчика
Литвинов Никита Алексеевич
Новосибирский государственный университет
Логачев Павел Владимирович, к.ф.-м.н.
litvinov@gorodok.net

С развитием ускорительной техники, энергия частиц и плотность тока пучка постоянно возрастают. Использование разрушающих методов диагностики становится невозможным из-за увеличивающихся мощностей ускорителей. Вследствие чего, все большее внимание уделяется задаче по созданию неразрушающих методов диагностики пучка.

Одним из перспективных устройств, которые позволяют получить продольное распределение заряда и не повлиять на сгусток, является пучковый датчик. Основным принципом его работы является взаимодействие электронного низкоэнергетического пучка с электромагнитными полями ультрарелятивистского сгустка заряженных частиц. В результате взаимодействия электронный пучок опишет некую замкнутую кривую на перпендикулярной ему плоскости. Вид кривой будет определяться электромагнитными полями сгустка, электрическое поле которого будет отклонять пучок по вертикали, а магнитное поле будет отклонять пучок по горизонтали. Принципиальная схема пучкового датчика приведена ниже (см. рис.1).

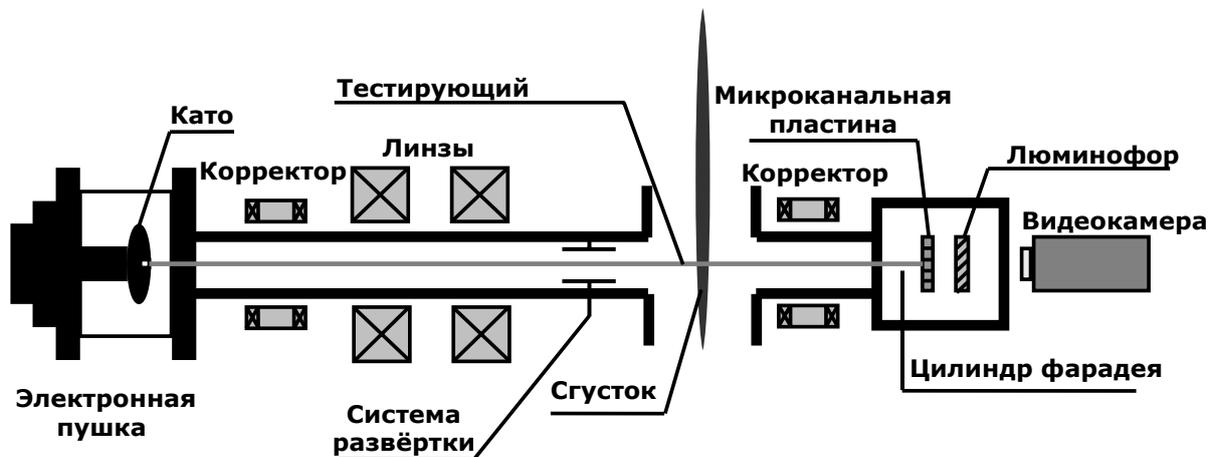


рис.1

Характерные размеры и конструкция пучкового датчика определяются теми задачами, которые решаются с использованием этого прибора. Так для комплексной диагностики пучка на линейном ускорителе электронов S-диапазона определяющей особенностью в конструкции датчика является использование быстрой горизонтальной развертки тестирующего пучка. Развертка применяется как для разделения на экране изображений следующих друг за другом сгустков, так и в процессе калибровки детектирующей системы. Линейная скорость движения луча по экрану должна иметь величину не менее 10^9 см/с и вычисляется по измеренной форме высоковольтного импульса на отклоняющих пластинах, с учетом известной из измерений энергии тестирующего пучка и геометрии электрического поля отклоняющих пластин.

Цель данной работы – это разработка системы быстрой линейной развертки. Было решено за основу взять систему развертки от скоростного осциллографа С7-19, которая подходит по основным параметрам. Данная система отклонения была доработана: увеличены площадь пластин, расстояние между пластинами, модифицирована входная диафрагма. Были проведены расчеты полей между отклоняющими пластинами с

помощью программы ANSYS. Полученные распределения полей и электрических потенциалов, использовались в программе, моделирующей работу пучкового датчика. Моделирование работы системы развертки показало возможность применения выбранной конфигурации пластин.

Система развертки изготовлена. Электродинамические характеристики совпали с расчетными. В ближайшее время система развертки будет установлена на стенд пучкового датчика для проведения эксперимента. В последствии существует возможность доработки системы развертки, для чего она выполнена в съемном виде и оснащена двумя разъемами для установки.

Список публикаций:

[1] П.В. Логачев. Инжекционный комплекс ВЭПП-5, состояние работ. – XVIII конференция по ускорителям заряженных частиц RUPAC-2002. Обнинск, 2002.

Собственные волны периодической системы металлических нанопроводов круглого сечения

Махно Павел Викторович

Махно Виктория Викторовна

Ростовский государственный университет

Лерер Александр Михайлович, д.ф.-м.н.

Paul_v@aanet.ru

В ИК и видимом диапазонах длин волн металл ведёт себя как диэлектрик с отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости, поэтому на границе раздела металл-диэлектрик возможно распространение волн оптического диапазона с малыми потерями. Это физическое явление лежит в основе работы поляритонных волноводов [1-4].

В этом же диапазоне длин волн большое распространение получили периодические системы, выполненные в виде решёток малого периода (фотонных кристаллов). В данной работе рассматривается одна из таких структур, состоящая из периодических серебряных волноводов. Одна ячейка такой структуры изображена на рис.1. Зависимость $\varepsilon(\lambda)$ для серебра взята с [5].

Рассмотрим распространение волн типа HE_{11} в периодической системе волноводов, изображённой на рис.1. Полагаем, что волна распространяется вдоль волноводов, плоскости $y=0$, $y=\pm B$ – электрические стенки, $x=0$, $x=\pm A$ – магнитные стенки.

Запишем электрический и магнитный векторы Герца внутри металлического волновода и вне его:

$P(r, \varphi, z) = \Pi(r, \varphi) \exp(-i\beta z)$, β – постоянная распространения.

$$\begin{cases} \Pi(r, \varphi) \\ \Pi^*(r, \varphi) \end{cases} = \frac{1}{\eta_1^2} \sum_m A_m^{\{e\}} \frac{J_m(\eta_1 r)}{J_m(\eta_1 R)} \begin{cases} \sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{cases}, \quad (1)$$

$$\begin{cases} \Pi \\ \Pi^* \end{cases} = \frac{1}{\eta_2^2} \sum_m \left[A_m^{\{e\}} \Phi_m(r, a) - B_m^{\{e\}} \Phi_m(r, R) \right] \begin{cases} \sin m\varphi \\ \cos m\varphi \end{cases}, \quad (2)$$

где $m = 2l+1$, l -целое, $\eta_{1,2}^2 = k_{1,2}^2 - \beta^2$, $k_{1,2}^2 = k^2 \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}$, k – волновое число в вакууме, a – радиус,

$$a > \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \Phi_m(r, d) = \frac{\bar{\Phi}_m(r, d)}{Z}, \quad Z = N_m(\eta_2 a) J_m(\eta_2 R) - N_m(\eta_2 R) J_m(\eta_2 a),$$

$$\bar{\Phi}_m(r, d) = N_m(\eta_2 d) J_m(\eta_2 r) - N_m(\eta_2 r) J_m(\eta_2 d).$$

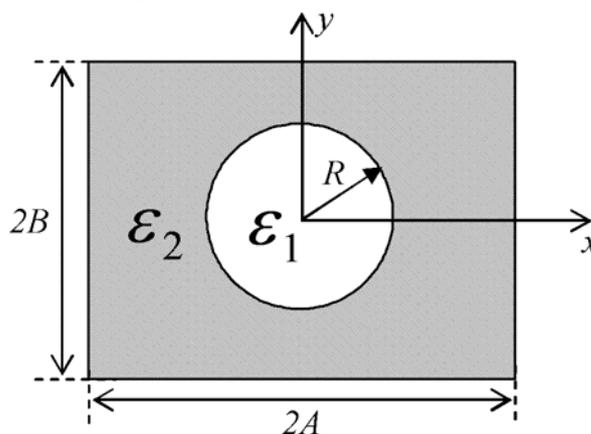


рис.1.

Неизвестные коэффициенты $A_m^{\{e\}}$, $B_m^{\{h\}}$

удовлетворяя условию непрерывности E_φ , H_φ при $r=R$ для каждой гармоники. Оставшиеся неизвестные коэффициенты мы определим, удовлетворяя граничным условиям на границах ячейки.

По разработанным алгоритмам и программе произведён расчёт зависимости комплексного коэффициента замедления собственных волн ($n=n'-in'=\beta/k$) при $A=B$ от длины волны. Диэлектрическая проницаемость окружающей среды $\epsilon_2=4$, материал стержней – серебро.

Разработанный метод решения имеет быструю внутреннюю сходимость. Дисперсионные кривые при $A=B=25\text{нм}$ и $A=B=50\text{нм}$ представлены на *рис.2*.

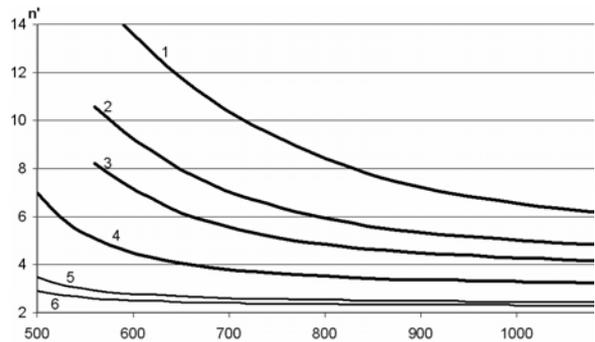


рис.2. 1 - $R=22\text{нм}$, $A=B=24\text{нм}$, 2 - $R=22\text{нм}$, 3 - $R=21\text{нм}$, 4 - $R=18\text{нм}$, 5 - $R=12\text{нм}$, 6 - $R=10\text{нм}$.

Исходя из полученных данных можно сделать вывод, о возможности распространения волн с малыми потерями. Потери увеличиваются при приближении диаметра серебряного стержня к размерам экрана. Это подтверждается результатами расчёта при постоянном радиусе металлического стержня. При одном и том же радиусе потери падают при удалении экранов от провода. Также отметим, что величина потерь меньше в ИК-диапазоне для всех рассмотренных конфигураций волновода.

Список публикаций:

- [1] Tanaka K., Tanaka M., Sugiyama T. 3D Simulations of Nanometric Integrated Optical Circuits Using Surface Plasmon Polariton Gap Waveguide. *MMET-04*, Sept.14-17, 2004.
- [2] Samir J. Al-Bader. Optical Transmission on Metallic Wires – Fundamental Modes. *Journal of Quantum Electronics*, Vol.40, Ni.3, March 2004, p.325.
- [3] F.A.Burton, S.A.Cassidy. A Complete Description Of The Dispersion Relation For Thin Metal Film Plasmon Polaritons. *Journal of Lightwave Technology*, Vol.8, No.12, December 1990, p.1843.
- [4] Лерер А.М., Махно В.В., Махно П.В., Гончар А.А. Исследование поляритонных нановолноводов методом эффективной диэлектрической проницаемости. *Электромагнитные волны и электронные системы*, т.10, Май 2005, стр.75-78.
- [5] <http://www.luxpop.com>.

Определение параметров эквивалентной схемы для апертурных частотно-селективных поверхностей в случае наклонного падения электромагнитной волны

Монастырский Дмитрий Львович

Ростовский государственный университет

Лерер Александр Михайлович

dln@aanet.ru

Эквивалентная схема ЧСП, состоящая только из одной неоднородности, не подходит для моделирования частотно-селективной поверхности в случае наклонного падения электромагнитной волны. Для моделирования ЧСП можно использовать Т – образные, П – образные, либо более сложные эквивалентные схемы.

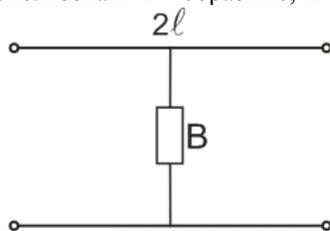


рис.1. Видоизмененная эквивалентная схема апертурной частотно-селективной поверхности.

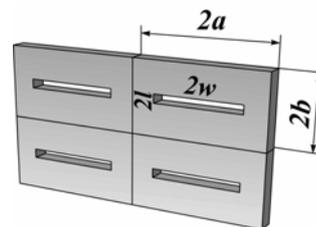


рис.2. Фрагмент апертурной частотно-селективной поверхности.

Для наклонного падения электромагнитной волны на ЧСП было предложено использовать видоизмененную эквивалентную схему, изображенную на *рис.1*. Кроме некоторого сопротивления нагрузки в ней также добавлена длина линии l . Расчет параметров такой эквивалентной схемы проводится методом синфазного и противофазного возбуждения.

Входное сопротивление нагрузки и коэффициент отражения для синфазного возбуждения рассчитываются по формулам:

$$B_{ex}^{++} = \frac{\frac{B}{2} + iT}{1 + i\frac{B}{2}T}; \quad (1)$$

$$S_{11}^{++} = \frac{1 - B_{ex}^{++}}{1 + B_{ex}^{++}} = \frac{(1 - iT)(2 - B)}{(1 + iT)(2 + B)} = \frac{1 - iT}{1 + iT} U. \quad (2)$$

Входное сопротивление нагрузки и коэффициент отражения для противофазного возбуждения рассчитываются по формулам:

$$B_{ex}^{+-} = -\frac{i}{T}; \quad S_{11}^{+-} = -\frac{1 - iT}{1 + iT}. \quad (3)$$

Для такой эквивалентной схемы коэффициент отражения S_{11} может быть записан в следующем виде:

$$S_{11} = (S_{11}^{++} + S_{11}^{+-}); \quad B = i(\omega\tilde{C} - \frac{\bar{L}}{\omega}); \quad \bar{L} = \frac{1}{\tilde{L}}. \quad (4)$$

Величины емкости и индуктивности эквивалентной схемы рассчитываются по следующим формулам:

$$\tilde{C} = -\frac{\omega_2 b_2 + \omega_1 b_1}{\omega_1^2 - \omega_2^2}; \quad \bar{L} = -\omega_1 \omega_2 \frac{b_2 \omega_1 + b_1 \omega_2}{\omega_1^2 - \omega_2^2}; \quad (5)$$

$$b_n(f) = \frac{2|S_{11}(f_n)|}{\sqrt{1 - |S_{11}(f_n)|^2}}. \quad (6)$$

Величину T можно рассчитать по формулам:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} T &= \frac{a(b-d)}{a^2 + d^2}; \quad \operatorname{Im} T = \frac{a^2 + bd}{a^2 + d^2}, \quad \text{где} \\ a &= 2S_{11}' - S_{11}'' \mathcal{B} \\ b &= 2S_{11}'' + S_{11}' \mathcal{B} + \mathcal{B} \\ c &= d \\ d &= 2S_{11}'' + S_{11}' \mathcal{B} - \mathcal{B} \end{aligned} \quad (7)$$

Величину l можно рассчитать по формулам:

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} T. \quad (8)$$

Реальную и мнимую часть коэффициента отражения S_{11} можно найти по формулам:

$$S_{11} = -\frac{1 - iT}{1 + iT} \frac{B}{2 + B}; \quad (9)$$

$$\operatorname{Re} S_{11} = -\frac{(1 - T^2)B^2 - 4BT}{(1 + T^2)(4 + B^2)}; \quad \operatorname{Im} S_{11} = \frac{2B^2T - 2B(1 - T^2)}{(1 + T^2)(4 + B^2)}. \quad (10)$$

На приведенных ниже рисунках показана зависимость модуля коэффициента S_{11} от частоты в случае наклонного падения Е и Н поляризованных электромагнитных волн под углом 45° для различных форм щели в ячейке ЧСП.

Анализируя результаты расчетов можно отметить, что предложенные метода расчета параметров эквивалентной схемы (метод 1 (ЕСМ1) – эквивалентная схема показана на *рис.1*, метод 2 (ЕСМ2)) позволяют добиться приемлемых результатов в том случае, если две частоты ω_1 и ω_2 выбираются как можно ближе к резонансной частоте. Для приведенных рисунков частоты выбирались в интервале ± 10 ГГц от резонансной частоты.

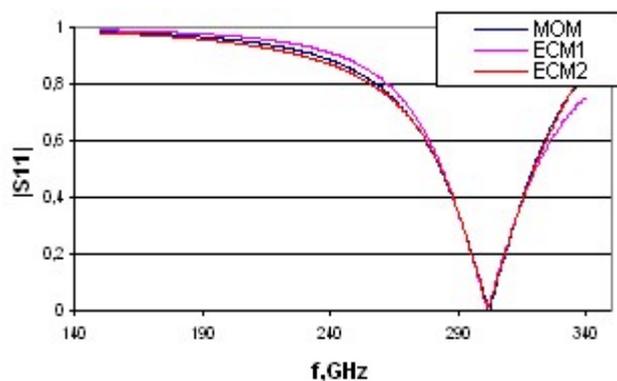


рис.3. Зависимость модуля коэффициента отражения S_{11} от частоты для щели $w=0.23$, $l=0.01$ в случае падения H поляризованной электромагнитной волны на ЧСП.

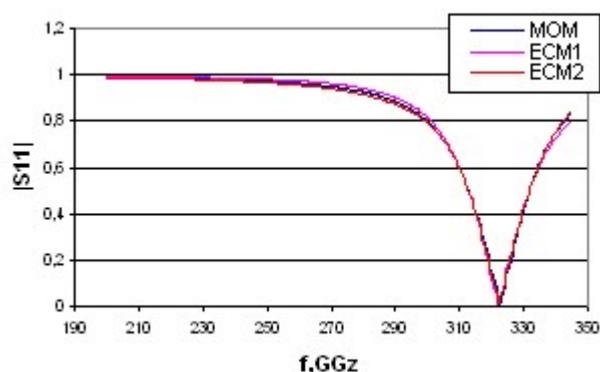


рис.4. Зависимость модуля коэффициента отражения S_{11} от частоты для щели $w=0.23$, $l=0.01$ в случае падения E поляризованной электромагнитной волны на ЧСП.

Однако, вдали от резонансной частоты, наблюдается расхождение между результатами расчетов электродинамическим методом и методами эквивалентных схем. Причем, результаты, полученные при помощи метода ECM2, дают наибольшее приближение к результатам, полученным электродинамическим методом расчета.

Блок управления фазой ВЧ мощного клистрона инжекционного комплекса ВЭПП-5

Орешонок Владимир Викторович

Новосибирский государственный университет

Суханов Дмитрий Петрович

jb@gorodok.net

В настоящее время в Институте Ядерной Физики им. Г.И. Будкера продолжается строительство ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-5. Данный комплекс включает линейные и циклические ускорители, накопительные кольца, детекторы и сложную систему инженерного и компьютерного обеспечения.

Целью данной работы является разработка блока управления фазой для ВЧ-системы инжекционного комплекса ВЭПП-5. ВЧ мощность подается на ускоряющие секции с мощного клистрона, работающего на частоте 2856 МГц через умножитель мощности SLED. Для работы SLED необходим быстрый переворот фазы сигнала на 180° . Кроме того нужна плавная перестройка фазы сигнала в диапазоне 360° для синфазной подачи ускоряющей мощности на пучок. Для этих целей на входе клистрона установлены 90° -ый и 180° -ый фазовращатели, работающие на частоте 1428 МГц (половинной частоте клистрона). Для обеспечения заданного режима работы ускорителя необходимо манипулировать фазой с точностью не хуже 0.5° , а время переворота фазы 90° -го сигнала должно быть 5-10 нс. Рассматриваемое устройство призвано заменить используемые в настоящее время переключатели фазы на р-и-п диодах и плавные фазовращатели механического типа, не удовлетворяющие в должной мере предъявленным требованиям.

Блок управления фазой включает в себя двухпозиционный $0 \rightarrow 90^\circ$ и плавный $0-180^\circ$ фазовращатели, каждый со своей схемой управления. Оба фазовращателя сделаны на основе гибридного моста, и в качестве управляемого элемента используется варикап 3А618А-6. В докладе приведены результаты компьютерного моделирования параметров фазовращателей и данные, полученные при испытании опытного образца блока управления фазой.

Стартер-генераторная установка для гибридного автомобиля

Пилипенко Роман Владимирович

Скоробогатов Дмитрий Николаевич, Сингатулин Шавкат Рахимович

Новосибирский государственный университет

Медведко Анатолий Степанович, к.т.н.

pilipenko@gorodok.net

В современном технологическом мире назрела необходимость к переходу на ресурсосберегающие экологически чистые технологии. Применение таких технологий привело к появлению разработок так называемых гибридных автомобилей.

Гибридный автомобиль это машина с двумя двигателями: ДВС и электрическим. Электромотор заменяет ДВС на этапе старта и разгона, в эти моменты у автомобиля отсутствует выхлоп, поэтому гибридный двигатель является более экологически чистым, и экономичным по сравнению с ДВС. В Институте Ядерной Физики совместно с кафедрой электромеханики Новосибирского Государственного Технического Университета ведется разработка электрической установки гибридного автомобиля – стартер-генераторной установки (СГУ). Установка включает электромеханическую часть (электродвигатель – генератор), силовой преобразователь и управляющую электронику – контроллер (рис.1). В качестве электродвигателя-генератора используется многополюсная синхронная трехфазная машина переменного тока с постоянными магнитами на роторе. Электроника силового преобразователя может быть условно разделена на три части: трехфазный инвертор; конвертор напряжения 300 вольт в 42 вольта, и DC-DC преобразователь 42 в 12 вольт. Элементную базу силового преобразователя составляют: силовые IGBT транзисторы управляемые интеллектуальными драйверами.

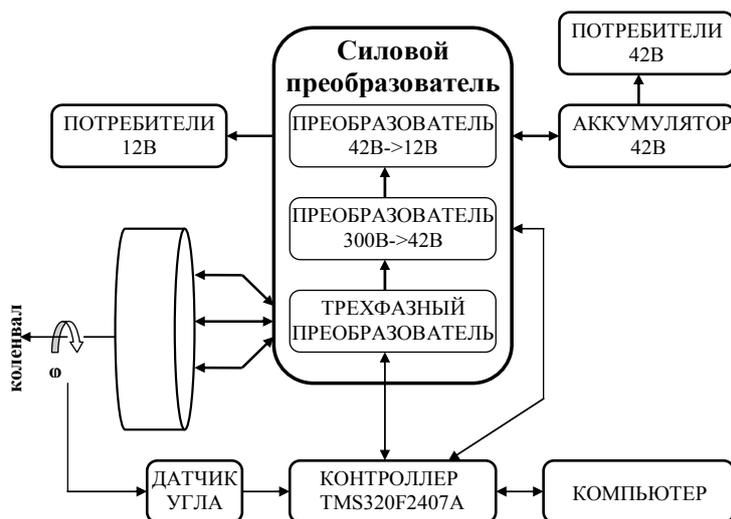


рис.1. Блок-схема СГУ.

Контроллер выполнен с использованием сигнального процессора фирмы Texas Instruments TMS320F2407A.

С февраля 2005 г. ведутся испытания макетного образца СГУ в Тольятти на стендовом автомобиле ВАЗ-21102. Установка показала себя работоспособной, были реализованы режимы: «Стартера», «Старт-Стоп», «Генератора». Но были отмечены недостатки: не получена экономия топлива, недостаточные скоростные характеристики автомобиля. На сегодняшний день идет усовершенствование макетного образца СГУ. Планируется устранение указанных недостатков путем улучшения алгоритмов управления электрической машины и перехода на силовые МОП-транзисторы, с меньшими тепловыми потерями.

Исследование суточных и сезонных вариаций напряженности поля ВЧ радиоволн

Радио Любовь Петровна

Ростовский государственный университет

Барабашов Борис Григорьевич, д.т.н.

LubaRadio2005@rambler.ru

Использование современных методов прогнозирования характеристик ионосферы сделали ВЧ радиосвязь наших дней достойной альтернативой высоконадежным средствам связи, какими являются спутниковые, радиорелейные и кабельные линии. Сказанное в равной мере относится как к передаче информации на традиционные для ВЧ каналы расстояния: 1000...10000 км, так и к трассам, длина которых не превышает 500 км. Именно на малых расстояниях, когда связь ведется на низких частотах, а волны глубоко проникают в ионизированные слои, в большей степени проявляется специфика ионосферного распространения: высокая зависимость от геофизических и гелиоциклических условий.

В сообщении приводятся результаты экспериментальных исследований суточных и сезонных вариаций одной из основных характеристик ВЧ радиолиний – напряженности поля (E). Оценивается эффективность применения метода для долгосрочного прогнозирования эффективных значений напряженности поля, разработанного в РГУ специально для трасс малой протяженности.

Использована база данных измеренных за 10 месяцев 2003 года значений напряженности поля на среднеширотной трассе протяженностью 446,41 км. Уровень солнечной активности в этот период времени составлял $W=64$. Рабочая частота 3,335 МГц. На передаче и на приеме применялись слабонаправленные антенны с известными диаграммами направленности. Мощность передатчика постоянно контролировалась и составляла 3 кВт. Высокая мощность излучения позволяла надежно выделять сигнал на фоне помех. Периодически проводилась калибровка приемного тракта. Режим излучения – непрерывный. Измерения велись круглосуточно с шагом 5 минут. Интервал усреднения на каждом шаге составлял ~ 0,5 с.

По результатам измерений строились суточные зависимости E для каждого месяца наблюдений. Полученные таким образом зависимости усреднялись. Пример такой обработки приведен на *рис.1*. Аналогичные суточные зависимости рассчитывались методом РГУ с использованием ионосферной модели IRI-2001.

Далее экспериментальные и рассчитанные зависимости сопоставлялись с целью определения погрешности прогноза. Предварительно проводилась корректировка рассчитанных зависимостей по ночным значениям напряженности. Для этого для каждого месяца в интервале 22-3 часов находилось среднее экспериментальное значение E и достигалось совпадение рассчитанных и прогнозируемых E. Пример зависимостей после обработки приведен на *рис.2*.

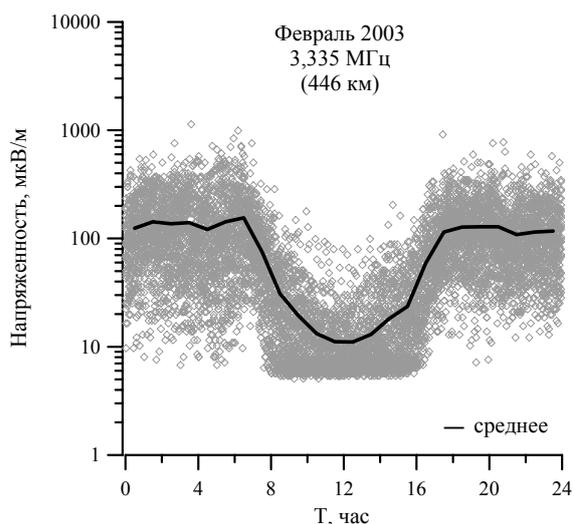


рис.1

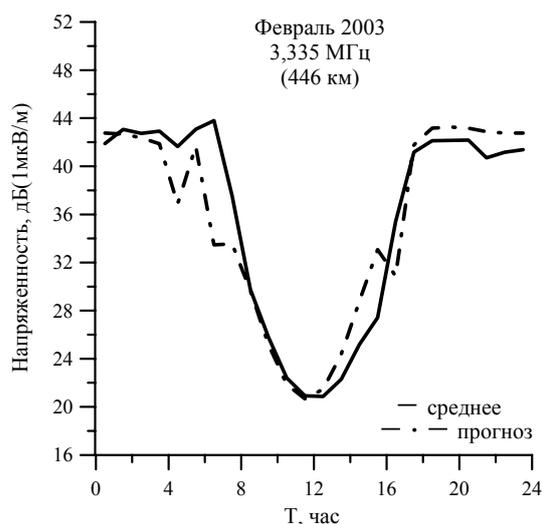


рис.2

Степень совпадения наблюдаемых и рассчитанных E оценивалась средней и средней арифметической погрешностями: $\overline{|\Delta E|}$ и $\overline{\Delta E}$. Результаты приведены в таблице.

месяц	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\overline{ \Delta E }$, дБ(1мкВ/м)	3,1	2,1	2,9	3,0	2,4	1,3	1,6	2,7	2,9	1,9
$\overline{\Delta E}$, дБ(1мкВ/м)	1,5	0,3	2,5	2,2	0,9	0,7	0,5	-0,7	-1,1	-0,4

Сделаны следующие выводы. Наибольшие отклонения приходились на восходно-заходные часы и объяснялись сменой мод распространения.

Об одном конструктивном алгоритме построения антенных эквивалентов

Рассадин Александр Эдуардович

Нижегородское региональное отделение НТОРЭС им. А. С. Попова

al_ras@pochta.ru

Актуальной проблемой в области создания радиотехнических комплексов связи является разработка конструктивных идеологий проектирования эквивалентов антенн [1, 2], потому что:

1. существующие на настоящий момент методики неэффективны в силу их интуитивного подхода [3];
2. нет единой методики, позволяющей проектировать антенные эквиваленты для разных видов антенн;
3. для минимизации временных затрат методика проектирования должна использовать ЭВМ.

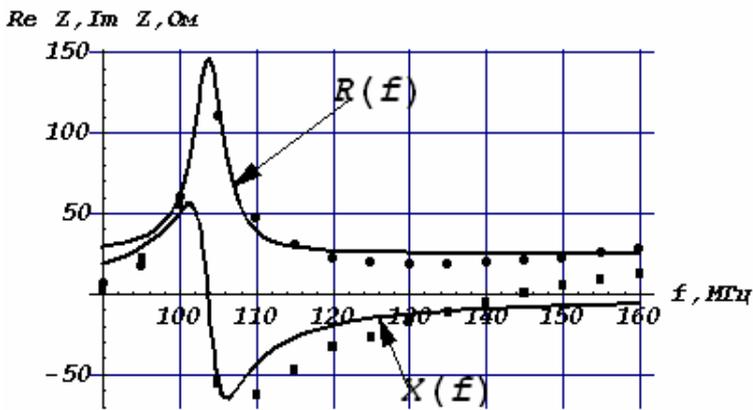


рис.1

Для наглядности продемонстрируем разработанный алгоритм на конкретном примере (обобщения очевидны, подробнее см. [3]).

Рассчитанные значения входного импеданса модельной антенны $Z_k = R_k + iX_k, k = \overline{1, N}$, приведены на рис.1 (точки – R_k , прямоугольники – X_k).

Выберем импеданс антенного эквивалента (двухполюсника с импедансом, максимально близким к входному импедансу антенны) в виде (p – комплексная частота):

$$Z(p; a_0, a_1, a_2, b_1, b_2) = \frac{a_0 + a_1 \cdot p + a_2 \cdot p^2}{1 + b_1 \cdot p + b_2 \cdot p^2},$$

где a_0, a_1, a_2, b_1, b_2 – неопределенные коэффициенты.(1)

Найдем их из условия минимума среднеквадратичного отклонения импеданса на каждой частоте диапазона:

$$\Phi(a_0, a_1, a_2, b_1, b_2) = \sum_{k=1}^N |Z(i \cdot f_k; a_0, a_1, a_2, b_1, b_2) - Z_k|^2 \rightarrow \min. \quad (2)$$

С помощью стандартной процедуры FindMinimum пакета Mathematica 5.0 получаем нужные коэффициенты:

$$Z(p) = \frac{25,47 + 0,0654 \cdot p + 0,00232 \cdot p^2}{1 + 0,00045 \cdot p + 0,0000927 \cdot p^2}. \quad (3)$$

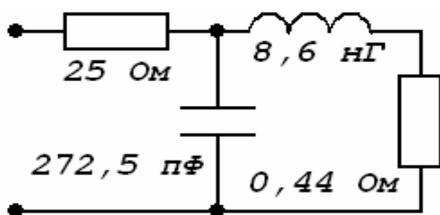


рис.2

Графики $\text{Re } Z(i \cdot f)$ и $\text{Im } Z(i \cdot f)$ приведены на рис.1 сплошными линиями. Проверка с помощью процедуры NSolve пакета Mathematica 5.0 показывает, что (3) является положительной вещественной функцией, т.е. физически реализуема. Далее с помощью процедур PolynomialQuotient и PolynomialRemainder дробно-рациональную функцию (3) раскладываем в цепную дробь (4), по которой и получаем структуру антенного эквивалента в виде лестничной схемы (рис.2, параметры пересчитаны в размерные):

$$Z(p) = 25,027 + \frac{1}{0,0017 \cdot p + \frac{1}{0,44 + 0,054 \cdot p}}, \quad (4)$$

Рассмотренные результаты интересны как сами по себе, так и тем, что их можно распространить на другие модели теории СВЧ-цепей [1, 2, 4]. Для получения результата использовалась стандартная процедура поиска минимума целевой функции, но в силу полимодальности функции (2) при решении рассмотренного класса задач целесообразно применять «Программные средства компьютерного метода синтеза с поиском глобального экстремума на сетке кода Грея» [4].

Список публикаций:

- [1] Загитъко Т. В., Макаров А. А., Рассадин А. Э. *Параметрический синтез многоканальных частотно-разделительных устройств в пакете ЛИПС 4.0.* – Тез. докл. ВНКФС-11. – Екатеринбург, 2005.
 [2] Бугров В. Н., Загитъко Т. В., Рассадин А. Э. *Проектирование МЧРУ в среде «ЛИПС 4.0».* – Тез. докл. Всероссийской НТК «Информационные системы и технологии». – Н. Новгород, 2005.
 [3] Рассадин А. Э. *Численно-аналитические методы проектирования эквивалентов антенн.* – Труды 61 научной сессии, посвященной Дню Радио. – Москва, 2006 (направлено в печать).
 [4] Воинов Б. С. *Информационные технологии и системы.* Электронное издание. М., Наука, 2003, 655 с.

Исследование генератора на диодах Ганна с открытым резонатором

Сутьрин Денис Владимирович

Институт Лазерной Физики СО РАН

Клементьев Василий Михайлович, д.ф.-м.н.

daze@ngs.ru

Для решения современных задач в спектроскопии сверхвысокого разрешения, метрологии времени и частоты, локации, геофизики, связи, космических исследованиях и прецизионных физических экспериментах важно применение систем синтеза и измерения частот, охватывающих области спектра от радио- до ультрафиолетового диапазона.

Ведутся работы по созданию генератора на диоде Ганна с открытым резонатором (ГДГ ОР), генерирующего на частоте ~ 40 ГГц. Подробно устройство описано в работе [1]. В ней подробно была разработана первая конструкция генератора, исследованы основные характеристики: ширина линии генерации ~ 20 кГц, относительная кратковременная стабильность $\sim 10^{-7}$, диапазон механической перестройки в пределах одной зоны до 2 ГГц при крутизне перестройки ~ 1.19 ГГц/мм.

В данной работе ставились задачи по дальнейшей разработке экспериментальных моделей и схем для исследования ГДГ ОР и п/п лазера для применения их в системах синтеза и измерения частот. В экспериментах был использован диод Ганна на диапазон ~ 40 ГГц. Тип АА727Б. Зеркала для резонатора должны выполнять следующие функции: отражение излучения выбранного диапазона, эффективный отвод тепла от диода, укрепленного в одном из зеркал, подвод питания. Материалом для зеркал резонатора в экспериментальной установке была выбрана латунь. Этот материал обладает хорошей теплопроводностью, электропроводностью, легко подвергается обработке, позволяет достигать высоких значений добротности.

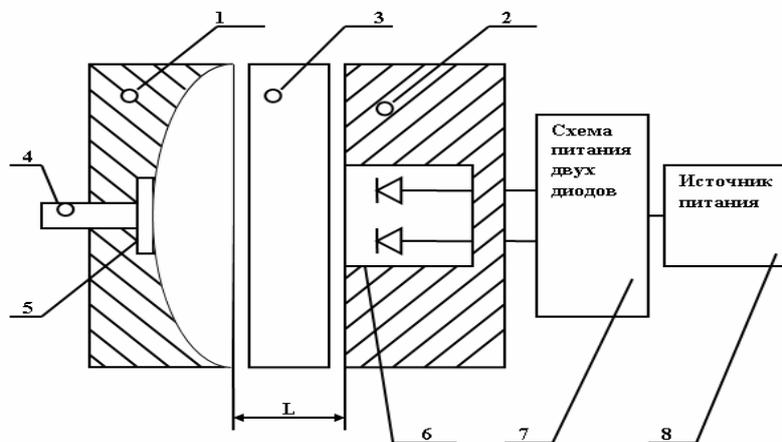


рис. 1

Рассмотрим функциональную схему генератора (*рис.1*). Генератор образован двумя зеркалами 1 и 2. Зеркало 1 является сферическим. В центре этого зеркала имеется диафрагма 5 и волновод 4, для вывода части энергии из резонатора. Зеркало 2 состоит из двух функциональных частей: собственно зеркала и излучателя 6. Это зеркало так же служит для подвода напряжения питания к диодам из Ганна и для отвода тепла. Электронная схема питания служит для того, чтобы диоды Ганна питались отдельно друг от друга от одного источника питания. В генератор, при проведении работ по применению ГДГ ОР для внутриврезонаторной спектроскопии, помещается внутриврезонаторная ячейка 8, в которую можно закачивать газ.

Центральной частью экспериментальной установки является ГДГ ОР, к которому через электронную схему питания 2-х диодов подводится напряжение от источника питания. Выходное излучение генератора, выводимое через волновод, регистрируется измерителем мощности.

Предыдущие исследования ГДГ ОР показали проблему получения высокого значения выходной мощности. Чтобы устранить эту проблему, необходимо выявить и исследовать параметры, влияющие на мощность. С этой целью разрабатывались модели излучателей. Излучатель представляет собой устройство крепления, размещения и перемещения диода. Он должен обеспечивать надежный теплоотвод и подвод питания к диоду.

Последняя модель, существующая в настоящее время, представляет собой диод Ганна, надежно закрепленный в цанговом креплении, вокруг которого, в свою очередь, проложен изолирующий цилиндр. Со стороны анода на диод оказывается воздействие винтом. Важной частью конструкции является поршень, с помощью которого изменяется положение задней стенки.

Конструкция ГДГ ОР на двух диодах основана на модели последнего излучателя. Стой лишь разницей, что здесь вместо одного цангового крепления и болта в зеркале рядом располагались два крепления.

Первые эксперименты дали следующие результаты: при работе на первом и втором диодах была получена мощность 2,5 мВт и 3 мВт соответственно. При работе на двух – 8 мВт. При точной настройке резонатора достигалось максимальное значение 10 мВт и более.

Эффект увеличения мощности объясняется интерференцией излучения диодов. В дальнейшем планируется улучшить конструкцию таким образом, чтобы диоды давали большую мощность при работе на них в отдельности. Разрабатывается многодиодная конструкция.

Список публикаций:

[1] Каширский А.В., Клементьев В.М. // ПТЭ. 2002. №4. с.116-119.

Проектирование антенн с учетом границы раздела сред

Чащин Владимир Леонидович

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

6123@mail.ru

Большое практическое значение для антенн имеет диаграмма направленности. Очевидно, что наличие границы раздела сред оказывает значительное влияние на форму диаграммы направленности. В данной работе делается анализ диаграммы направленности горизонтального вибратора над землей в плоскости, проходящей через ось вибратора.

Горизонтальная антенна, расположенная над землей, не излучает энергии вдоль поверхности земли. С увеличением высоты подвеса антенны возрастает число лепестков в диаграмме направленности и одновременно увеличивается направленность излучения. Излучение вдоль вертикали в зависимости от отношения длины волны и высоты периодически то появляется, то исчезает.

В случае отражения от земной поверхности волны имеют меньшую интенсивность, чем в случае отражения от идеально-проводящей поверхности, результирующее поле над поверхностью земли изменяется. Поле уменьшается с увеличением поглощения волн поверхностью земли и меняет характер распределения. Горизонтальный вибратор над хорошо проводящей поверхностью, поднятый на высоту, малую по сравнению с длиной волны, практически ничего не будет излучать.

Рассмотрим зависимость входного сопротивления вибратора, расположенного параллельно границе раздела сред при разных соотношениях высоты и длины волны. При уменьшении поглощения и диэлектрической проницаемости среды зависимость входного сопротивления от отношения высоты к длине волны стремится к виду, соответствующему вибратору, находящемуся в свободном пространстве, а при увеличении (к бесконечности) – вибратору, расположенному над идеально-проводящим экраном.

Частотные зависимости входного сопротивления от параметров земли для толстого и тонкого вибраторов определяются свойствами земли. Чем ближе свойства земли к идеально-проводящей среде, тем большее значение принимает активная составляющая входного сопротивления, и тем меньше широкополосность антенны. С уменьшением радиуса вибратора резонансные свойства антенны улучшаются. Следует отметить более сильное влияние границы раздела сред на электродинамические характеристики для толстого вибратора, чем для тонкого. Уменьшение ширины зазора приводит к уменьшению широкополосности антенны.

В результате работы полученные зависимости свидетельствуют о том, что в целом характерные зависимости входного сопротивления от геометрии и параметров поля, возбуждающего антенну, сохраняются. Однако пренебрежение влиянием границы раздела сред приведет к значительным погрешностям. Наличие границы сред вблизи вибратора в целом ухудшает диапазонные свойства.

Таким образом, для проектирования антенн с учетом границы раздела сред, необходимо учитывать влияние границы. Разработанные методы можно применять для решения данной задачи. Путем подбора высоты подвеса антенны над границей раздела сред можно добиться значительного улучшения диапазонных свойств горизонтального вибратора. С уменьшением высоты подвеса антенны оптимальнее использовать высокоомные фидера. Чем ближе граница раздела сред по своим свойствам к идеально проводящей поверхности, тем сильнее она оказывает влияние на диапазонные свойства антенны. Удаление горизонтального вибратора от границы раздела сред приводит к смещению полосы пропускания в область нижних частот.

Отражение СВЧ-волн от тонких пленок титана

Шишкин Александр Владимирович

Сыктывкарский государственный университет

Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.

ShishkinAV@list.ru

Микрослоистые металлические пленки в настоящее время вызывают как научный, так и практический интерес в силу уникальности их физико-химических свойств [1, 2].

Целью данной работы является изучение отражающих свойств тонких пленок титана в зависимости от частоты электромагнитного поля и толщины пленки в широком диапазоне частот (8-63 ГГц).

Для проведения измерений по определению коэффициента отражения электромагнитной волны от тонких пленок титана использовались генераторы качающейся частоты, индикатор КСВН и ослабления и комплект элементов рефлектометра разделительного выделения сигналов, с помощью которых измерялся КСВН в зависимости от частоты (от 8 до 63 ГГц) для каждой пленки, а затем определялся коэффициент отражения R по формуле (1):

$$R = \frac{(K_{КСВН} - 1)}{(K_{КСВН} + 1)} = \frac{E_{отр}}{E_{пад}}, \quad (1)$$

где $K_{КСВН}$ – коэффициент стоячих волн, $E_{отр}$ – напряженность поля отраженной электромагнитной волны, $E_{пад}$ – напряженность поля падающей электромагнитной волны.

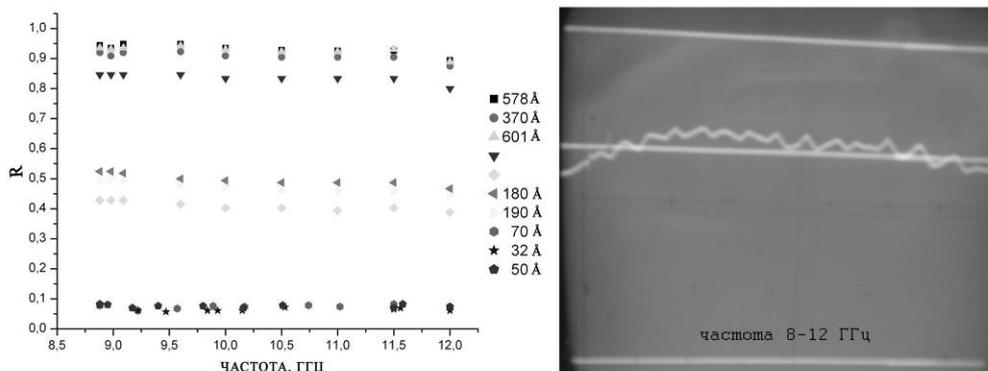


рис.1 Зависимость коэффициента отражения от частоты ЭМ поля для частот 8,5-12 ГГц.

Длина волны изменяется в пределах от 3 см до 5 мм. Волна электромагнитного поля при таких длинах волн может проникать в металл на глубину от $1,4 \cdot 10^5 \text{ \AA}$ до $5 \cdot 10^4 \text{ \AA}$ – глубина скин-слоя. Принимая во внимание

то, что максимальная проводимость пленок титана составляет $\sim 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, а максимальная толщина пленки около 600 \AA , электромагнитное поле внутри пленки можно считать однородным.

В работе исследовались тонкие пленки титана различной толщины (от 30 до 600 \AA) напыленные методом вакуумного испарения на диэлектрическую подложку толщиной $0,5 \text{ мм}$.

По данным эксперимента построены экспериментальные кривые зависимости коэффициента отражения R от частоты (рис.1) и толщины пленки (рис.2). Зависимость R от толщины пленки строилась с помощью аппроксимации функцией Больцмана [1] для некоторой частоты.

На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения от частоты ЭМ поля в диапазоне частот $8,5\text{-}12 \text{ ГГц}$, а также калибровочная кривая для данного диапазона частот. Из полученного графика видно, что коэффициент отражения слабо зависит от частоты, некоторые его отклонения могут быть вызваны нелинейностью калибровочной кривой. В частности, из рис.1 видно, что изменение зависимости $R(\omega)$ практически повторяет вид калибровочной кривой. С ростом частоты ЭМ поля разброс коэффициента отражения увеличивается, что связано с уменьшением глубины скин-слоя и на коэффициент отражения сильнее оказывают влияние различные неоднородности пленок (царапины, неоднородность толщины).

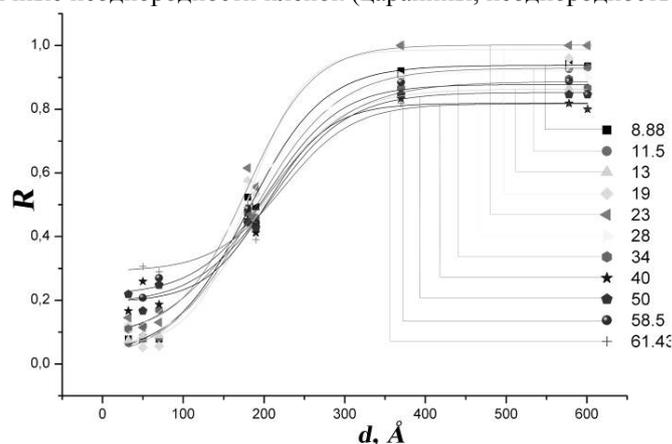


рис.2. Зависимость коэффициента отражения от толщины пленок титана при фиксированных частотах из диапазона $8\text{-}63 \text{ ГГц}$.

На рис.2 представлена зависимость коэффициента отражения R от толщины пленок титана при фиксированных частотах в диапазоне $8\text{-}63 \text{ ГГц}$. Из рисунка видно, что при $d < 100 \text{ \AA}$ коэффициент отражения не зависит от толщины пленки. Наиболее яркая зависимость $R(d)$ наблюдается в диапазоне от 100 \AA до 300 \AA . Именно этот диапазон можно использовать для управления коэффициентом отражения. Заметим, что при этих толщинах наблюдается наименьший разброс R . При толщине пленки $> 300 \text{ \AA}$ рост R замедляется, а затем коэффициент отражения и вовсе становится постоянным. Эта зависимость ярко выражена во всем диапазоне частот. Из рисунка также видно, что частотная зависимость коэффициента отражения для данного интервала частот практически отсутствует, так как рост коэффициента отражения и его насыщение во всем интервале частот наблюдается при одинаковых толщинах ($d=100 \text{ \AA}$ и $d=300 \text{ \AA}$, соответственно). Небольшой разброс коэффициента отражения для различных частот объясняется погрешностью измерений и соответствующим качеством пленок.

Список публикаций:

- [1] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов, Е.Н. Карпушов. Проводящие и отражающие свойства тонких металлических пленок // ЖТФ. 2004, Т.74, № 11. С.102-106.
- [2] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов, Е.А. Голубев. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов // ЖТФ. 2004, Т.74, № 3. С.24-27.
- [3] Л.С. Палатник. Структура и свойства конденсированных плёнок // Сб.: Структура и свойства металлических плёнок. 1966, С. 4-9.

Использование методов высокого разрешения для определения углов прохода радиоволн диапазона ДКМ

Шкрылев Николай Николаевич

Ростовский государственный университет

Вертоградов Геннадий Георгиевич, к.ф.-м.н.

nick_kolandr@mail.ru

Как известно, в декаметровом диапазоне (ДКМ) поле в точке приема формируется в результате интерференции нескольких лучей, соответствующих различным модам распространения [1, 3]. Этот факт вызывает существенные сложности при определении углов прихода радиоволн. Аналогичные трудности возникают при рассмотрении волновых процессов и в других областях физики, например, акустике. Известен целый ряд общих приемов преодоления этой проблемы, среди которых можно отметить следующие:

- Аналитическое разделение лучей, требующее многоканальной приемной аппаратуры с выравненными амплитудно-фазовыми характеристиками и сохраняющее работоспособность только при хорошем отношении сигнал/шум [1, 2].
- Разделение многолучевого поля на отдельные составляющие лучи по доплеровскому сдвигу частоты [3]. Недостатком такого подхода является ряд необходимых условий: жесткие требования к стабильности частоты передатчика, необходимость длительного периода наблюдения за сигналом.
- Подавление влияния многолучевости статистическим усреднением измеренных на антенных элементах антенной решетки фаз напряжений относительно опорного элемента [4]. Как следствие, способ оказывается применимым только к длительным выборкам сигналов.

В связи с этим, целью настоящего сообщения является реализация и экспериментальная апробация методов высокого разрешения применительно к задаче двумерного пеленгования (определения пеленга α и угла места Δ) в диапазоне ДКМВ.

Как показано в работах [1, 2] оптимальным для решения этой задачи является метод MUSIC. В связи с этим реализованный нами алгоритм MUSIC был использован в задаче двумерного пеленгования источников ДКМВ применительно к 16-ти каналному пеленгатору. Антенная решетка пеленгатора располагалась на поверхности земли на площадке 100 x 100 м, использовался 16-ти каналный приемник с выравненными АЧХ и ФЧХ, сигнал по ПЧ каждого канала оцифровывался 16-ти каналным АЦП с частотой дискретизации 2.5 МГц. Обнаружение сигнала и его частотно-временная локализация осуществлялась на основе алгоритма [5]. Пространственная корреляционная матрица, использованная методом MUSIC вычислялась усреднением компонент сигнала в частотно-временной области [5]. Этой процедурой обеспечивалось выполнение двух условий: значительное повышение значения сигнал/шум, ранг пространственной корреляционной матрицы становился равным 16 (по числу антенн). Полученные результаты двумерного пеленгования на трассе Москва – Ростов проиллюстрированы на (рис.1) и (рис.2).

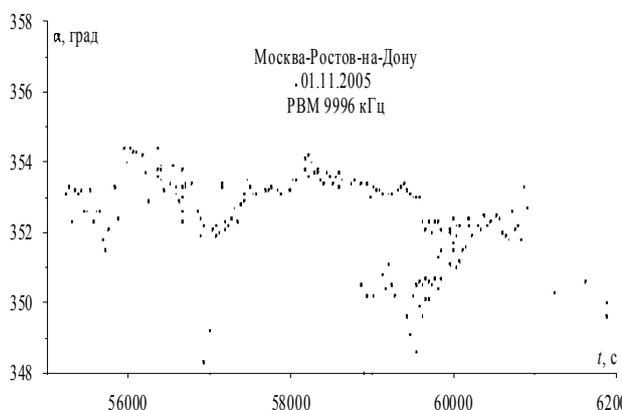


рис.1

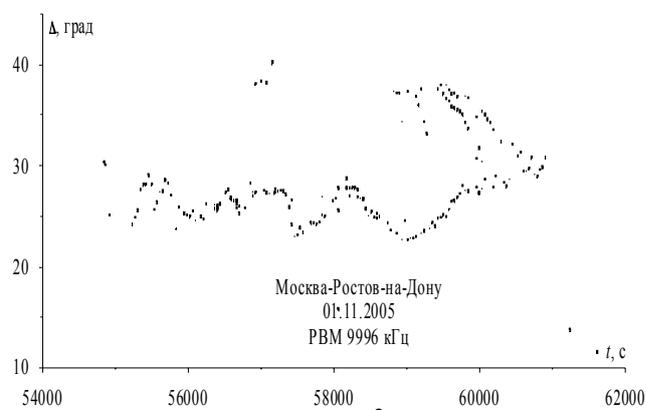


рис.2

По полученным экспериментальным данным можно сделать следующие выводы:

- метод MUSIC обеспечивает надежное разделения верхних и нижних лучей при отношении сигнал/шум не хуже 6 дБ;
- метод MUSIC обеспечивает надежное разделения магнитоионных компонент в близи границы мертвой зоны;
- углы прихода лучей испытывают квазипериодические флуктуации, которые обусловлены влиянием перемещающихся ионосферных возмущений.

Список публикаций:

- [1] *Gething P.J.D. Radio direction finding and superresolution. London: Peter Peregrinus Ltd, 1990.*
- [2] *Рытынский М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. – М.: Радио и связь, 2004.*
- [3] *Афраймович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М.: Наука, 1982.*
- [4] *Вертоградов Г.Г., Кондаков Е.В. Уменьшение влияния многолучевости на точность определения углов прихода интерферометрическим методом // Радиотехника. №1. 86-90 (2003).*
- [5] *Шевченко В.Н., Емельянов Г.С., Вертоградов Г.Г. Способ обнаружения и определения двухмерного пеленга и частоты источников радиоизлучения // Патент на изобретения №2190236, г. Москва, 27 сентября 2002 г.*