

16-Радиофизика

Безносиков Дмитрий Степанович, 5 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Исследование радиомпульсного возбуждения упругих волн в ферритах
Котов Л. Н., д.ф.-м.н.
e-mail: krie@syktsu.ru стр. 556

Биденко Юрий Николаевич, магистрант
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Собственные электромагнитные волны в круглых волноводах с континуально-неоднородным на поперечном сечении биизотропным и гиротропным заполнением
Мещеряков Владимир Алексеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: Yura3D@yandex.ru стр. 557

Гущин Николай Николаевич, 5 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Исследование отражения СВЧ волн от металл-диэлектрических пленок на частотах 12-50 ГГц
Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.
e-mail: krie@syktsu.ru стр. 558

Дойков Дмитрий Владимирович, 5 курс
Владивосток, Дальневосточный государственный технический университет, ИРИЭТ
Расчет радиолиний земля-космос-земля узла спутниковой связи для организации телемостов при чрезвычайных ситуациях
Стаценко Любовь Григорьевна, д.ф.-м.н.
e-mail: dima2005d@mail.ru стр. 559

Елисеев Андрей Александрович, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Регулируемый прецизионный источник тока с коррекцией коэффициента мощности
Пачков Алексей Александрович
e-mail: andruha-777@ngs.ru стр. 561

Коньков Евгений Александрович, аспирант
Нижний Новгород, Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, физический
Дискриминирующая функция для проверки гипотезы о принадлежности двоичной выборки к заданной генеральной совокупности
Фидельман Владимир Романович, д.т.н.
e-mail: ekon@nifti.unn.ru стр. 561

Корсаков Алексей Анатольевич, аспирант
Якутск, Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю. Г. Шафера, лаборатория радиоизлучений ионосферы и магнитосфер
Исследование вариаций параметров трасс распространения сигналов СДВ-радиостанций
Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.
e-mail: korsakov84@yandex.ru стр. 563

Майер Андрей Владимирович, 4 курс
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Изменение модели диэлектрической релаксации в жидкостях под воздействием температуры
Кочеткова Татьяна Дмитриевна, к.ф.-м.н.
e-mail: tdk@elefot.tsu.ru стр. 564

Макаров Павел Андреевич, 4 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Исследование обратных волн в тонких изотропных слоях
Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: krie@syktsu.ru стр. 565

Носков Роман Евгеньевич, м.н.с.
Нижний Новгород, Институт физики микроструктур РАН, отдел полупроводниковой электроники
Дискретные нановолноводы: перенос изображений и ближнепольное зондирование
Жаров Александр Александрович, д.ф.-м.н.
e-mail: noskov@ipm.sci-nnov.ru стр. 567

Орешонок Владимир Викторович, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Автоматизированный стенд для калибровки и измерения параметров СВЧ устройств
Суханов Дмитрий Петрович,
e-mail: vladimir.oreshonok@gmail.com стр. 568

Павлов Илья Сергеевич, 4 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Исследования радиочастотной записи и считывания информации ансамбля ферритовых частиц
Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.
e-mail: krie@syktsu.ru стр. 569

Петровский Игорь Витальевич, 4 курс
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Исследование спектров электроакустических откликов ансамбля пьезочастиц
Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.
e-mail: krie@syktsu.ru стр. 570

Проскурина Наталья Георгиевна, н.с.
Воронеж, ОАО «Концерн «Созвездие»
Анализ влияния подстилающей поверхности на переходную характеристику лазерного атмосферного канала рассеяния
Толстых Николай Николаевич, к.т.н.
e-mail: t-34_79@mail.ru стр. 571

Пукинский Юрий Жанович, аспирант
Великий Новгород, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Институт электронных и информационных систем
Исследование магнитоэлектрического датчика магнитного поля
Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.
e-mail: bmi@novsu.ac.ru стр. 572

Рассадин Александр Эдуардович, координатор объединенных научно-образовательных программ
Нижний Новгород, Нижегородское НТОРЭС им. А. С. Попова
Физическая методика расчета интермодуляционных искажений спектров сигналов
e-mail: brat_ras@inbox.ru стр. 573

Романов Александр Алексеевич, 3 курс
Краснодар, Кубанский государственный университет, физико-технический
Построение алгоритма конечного автомата для расчета параметров СВЧ устройств по методу направленных графов на примере измерителя КСВН на базе рефлектометра и ГКЧ с ЖИГ перестройкой частоты

Коротков Константин Станиславович, д.т.н.
e-mail: nihilitysacrificer@rambler.ru стр. 574

Тимашов Владислав Александрович, 4 курс
Красноярск, Сибирский федеральный университет, физический
Микрополосковый резонансный датчик и методика определения эффективной диэлектрической проницаемости пористых сред на СВЧ

Дрокин Николай Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: vladislav-timashov@yandex.ru стр. 575

Филимонов Владимир Александрович, 6 курс
Нижегород, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, радиофизический
Моделирование симметричного мультифрактального процесса

Саичев Александр Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: vladimir.filimonov@wl.unn.ru стр. 576

Филиппов Андрей Вячеславович, аспирант
Великий Новгород, Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Институт электронных и информационных систем

Исследование магнитоэлектрического гиратора
Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.
e-mail: cyberleof@gmail.com стр. 577

Хазза Абдельтауаб Сейф, аспирант
Таганрог, Таганрогский технологический институт Южного федерального университета, радиоприемные устройства

Об улучшении предельной чувствительности телевизионных приемников при влиянии шумовой температуры антенны
Галустов Геннадий Григорьевич,
e-mail: abdultawab@yandex.ru стр. 578

Хрипков Александр Николаевич, аспирант
Таганрог, Таганрогский технологический институт Южного федерального университета, радиотехнический
Исследование влияния ЭД параметров нелинейного шарообразного отражателя на его радиолокационные характеристики

Петров Борис Михайлович, д.т.н.
e-mail: akhripkov@mail.ru стр. 579

Ширенкова Ольга Игоревна, 3 курс
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Электромагнитные процессы в запредельном двухслойном круглом волноводе

Жуков Андрей Александрович, к.ф.-м.н.
e-mail: gyk@elefot.tsu.ru стр. 581

Ютлин Максим Андреевич, 4 курс
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Исследование фазового перехода в жидкостях по спектрам диэлектрической проницаемости

Кочеткова Татьяна Дмитриевна, к.ф.-м.н.
e-mail: tdk@elefot.tsu.ru стр. 582

Исследование электромагнитного возбуждения упругих волн в ферритах

Безносиков Дмитрий Степанович

Власов Владимир Сергеевич

Сыктывкарский государственный университет

Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.

dima-tur@mail.ru

Известно, что для большинства материалов магнитоакустическое взаимодействие является относительно слабым, и, как правило, не оказывает существенного влияния на остальные свойства вещества. Однако в условиях магнитоакустического резонанса (МАР) это взаимодействие может быть достаточно сильным и приводить к существованию связанных магнитоупругих волн. Рост интереса к задаче возбуждения импульсным электромагнитным полем акустических волн вызван в первую очередь тем, что это фундаментальная проблема взаимодействия и трансформации разных типов волн. С другой стороны, результаты исследований могут быть использованы при создании неразрушающих методов диагностики свойств новых магнитных материалов. Неразрушающие методы диагностики позволяют получить информацию о внутреннем поле в ферритах, констант анизотропии, типов дефектной структуры и т.д. Работы по возбуждению электромагнитным полем магнитоупругих волн в магнитных твёрдых телах выполнены достаточно давно. В основном это касается экспериментов на сверхвысоких частотах. Работ же по возбуждению электромагнитным высокочастотным полем упругих волн в ферритах относительно мало. В ВЧ диапазоне нельзя использовать для возбуждения магнитных и упругих волн градиентное обменное поле в образце, поскольку размер обменных неоднородностей порядка длины СВЧ волны и меньше. А в однородном магнитном поле возбуждение магнитоупругих волн невозможно, поскольку при этом возбуждается лишь однородная прецессия. Таким образом, однородным высокочастотным электромагнитным полем магнитная, а затем и упругая волна будет возбуждаться лишь в неоднородном магнитном поле. Возбуждение электромагнитным полем магнитоупругих волн (МУВ) в данном случае можно получить за счёт конечных размеров образца. При этом однородное возбуждение приводит к генерации МУВ не в объёме кристалла, а на его границах. В зависимости от типа приёмного пьезопреобразователя и его резонансной частоты можно фиксировать ту или иную МУВ и её компоненты.

Исследуемые образцы имели поликристаллическую структуру и состояли из железо-иттриевого граната с примесью алюминия (ЖИГ) $Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$ ($x = 0, 0.3, 0.7, 1.0$). В нашем случае схема эксперимента была следующей. Образец (размеры кристалликов порядка 5 мкм) приблизительно размерами $4 \times 4 \times 10$ мм, приклеивался к длинному тонкому кварцевому цилиндру (с диаметром порядка 7 мм и длиной 80 мм). Ферритовый образец помещался в катушку индуктивности колебательного контура импульсного когерентного радиоспектрометра (диапазон частот $2 \div 20$ МГц). Спектрометр позволял изменять длительность радиоимпульсов в пределах от 0.2 до 100 мкс. Ко второму концу кварцевого цилиндра приклеивался кварцевый пьезопреобразователь на сдвиг с резонансной частотой 18.9 МГц. Выход с пьезопреобразователя соединялся с приёмным трактом спектрометра. Были исследованы амплитуда акустических импульсов, принимаемых пьезопреобразователем в зависимости от амплитуды, длительности переменного магнитного поля и напряжённости постоянного магнитного поля.

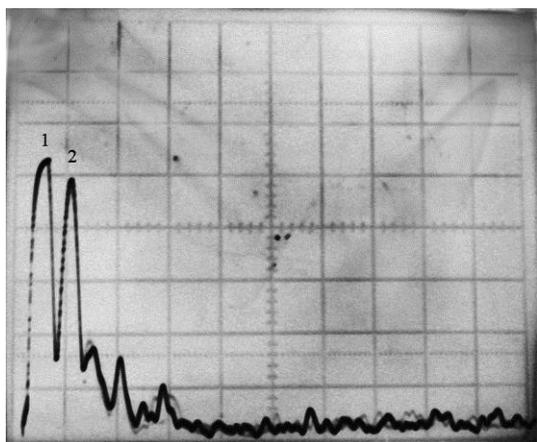


рис.1.

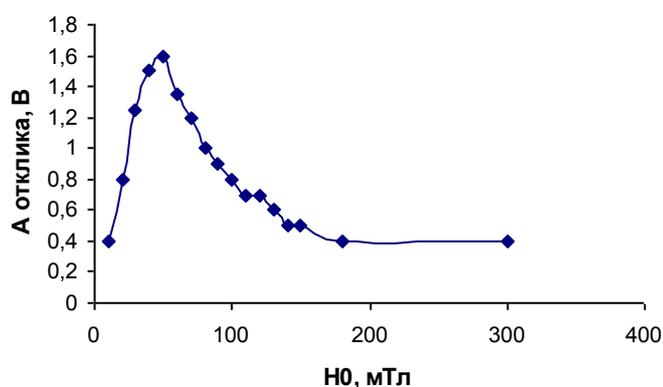


рис.2.

На (рис.1) приведена оциллограмма электромагнитной наводки (обозначена цифрой 1) и акустического продетектированного сигнала (обозначена цифрой 2). При различных значениях постоянных полей наблюдался один импульс, два и более импульсов. Это говорит о том, что упругие колебания могут зарождаться в различных частях кристалла. Наиболее сильными были два импульса, и, по-видимому, они создавались на

краях поликристаллического феррита. По разделению этих импульсов можно определить скорость распространения упругой волны в этом феррите. Она составляла 3.5×10^5 см/с, что близко к табличным значениям. Третий импульс являлся отражённым от грани феррита, граничащего с кварцевым цилиндром, и проходил двойной путь по ферриту. На (рис.2) приведена зависимость сигнала акустического отклика на частоте 19.6 МГц сдвиговой волны от величины внешнего постоянного поля. Из (рис.2) видно, что акустические колебания наиболее сильно создаются при условии ферромагнитного резонанса.

Результаты исследований показывают, что рассмотренным способом можно возбуждать поперечные волны в широком интервале ВЧ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №06-02-17302).

Собственные электромагнитные волны в круглых волноводах с непрерывно-неоднородным на поперечном сечении биизотропным и гиротропным заполнением

Биденко Юрий Николаевич

Томский государственный университет

Мещеряков Владимир Алексеевич, к.ф.-м.н.

yua3d@yandex.ru

В настоящее время ведется исследование электродинамических свойств искусственных композиционных материалов обладающих свойством пространственной дисперсии для электромагнитных волн СВЧ диапазона. Подобные материалы проявляют свойства аналогичные свойствам оптически активных кристаллов в видимой части диапазона длин волн и таким образом, влияют на поляризационные и энергетические характеристики волнового процесса. Для обозначения материалов обладающих данными свойствами вводятся такие термины как киральность, биизотропия, бианизотропия. Анализ взаимодействия электромагнитных волн с данными средами обусловлен возможностью создания на их основе ряда СВЧ устройств.

Целью данной работы является математическое моделирование электродинамических волновых процессов в непрерывно-неоднородных на поперечном сечении биизотропных и азимутально гиротропных средах, а также получение основных электродинамических характеристик (константы распространения и структуры поля на поперечном сечении) регулярных круглых волноводов с данным заполнением.

Учет поперечной непрерывной неоднородности материальных параметров среды по отношению к волновому вектору обусловлен рядом причин. Во-первых, неоднородностью внешнего намагничивающего среду поля, созданного осевым током, во-вторых, неоднородностью параметров среды за счет внутренней структурой материала, в-третьих, возможностью рассчитывать многослойные электродинамические структуры, так как вследствие диффузии материалов на границах раздела сред их электромагнитные параметры могут меняться непрерывно.

Форма материальных уравнений для описания биизотропной и непрерывно-неоднородной гиротропной среды имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \vec{\epsilon}(\rho)\epsilon_0\vec{E} + iW_m(\rho)\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\vec{H} \\ \vec{B} &= \vec{\mu}(\rho)\mu_0\vec{H} + iW_e(\rho)\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\vec{E} \end{aligned} \quad (1)$$

где $W_m = v + iu$, а $W_e = v - iu$; $\text{Re}W_{e,m} = v$ – параметр киральности, $\text{Im}W_{e,m} = u$ – параметр невязимности. Тензора диэлектрической и магнитной проницаемостей $\vec{\epsilon}$ и $\vec{\mu}$, в цилиндрической системе координат записываются в форме, которая соответствует намагничиванию вдоль азимутальной координаты.

В системе уравнений (1) для аппроксимации функциональной зависимости компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей использовался математический аппарат сплайн-функций, которые представляют собой кусочные степенные полиномы невысокой степени с взаимосвязанными коэффициентами. На практике широкое применение нашли кубические сплайн-функции вида:

$$\begin{aligned} \epsilon_i(\rho) &= \epsilon_{i0} + \epsilon_{i1}\rho + \epsilon_{i2}\rho^2 + \epsilon_{i3}\rho^3 \\ \mu_i(\rho) &= \mu_{i0} + \mu_{i1}\rho + \mu_{i2}\rho^2 + \mu_{i3}\rho^3 \end{aligned} \quad (2)$$

где ϵ_{ik} и μ_{ik} – коэффициенты сплайн интерполяции на отрезке $\rho \in [\rho_i, \rho_{i+1}]$.

Общей математической моделью распространения волн в средах с данным заполнением является система волновых уравнений относительно продольных составляющих электромагнитного поля

$$\begin{aligned} \rho^2 g_0 e_z'' + \rho g_1 e_z' + g_2 e_z + \rho g_3 h_z' + g_4 h_z &= 0 \\ \rho^2 g_0 h_z'' + \rho g_1 h_z' + g_2 h_z + \rho g_3 e_z' + g_4 e_z &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

где $g_i(\rho) = \sum_{j=0}^{M_i} G_{ij} \rho^j$, $i = 0, \dots, 4$, $M_0 = 18$, $M_1 = M_3 = 19$, $M_2 = M_4 = 26$.

Вывод системы (3) осуществлялся из уравнений Максвелла с учетом соотношений (1) и (2), а так же с учетом гармонической зависимости компонент электромагнитного поля, как от времени, так и от азимутальной и продольной составляющих цилиндрической системы координат. Так как в каждое из уравнений системы (3) входит как электрическая, так и магнитная составляющие, то в общем случае полученные уравнения описывают распространение гибридных типов электромагнитных волн. Элементы полиномов G_{ij} являются функциями коэффициентов аппроксимации компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей, нормированного коэффициента распространения и числа вариаций составляющих электромагнитного поля в азимутальном направлении.

Решение данной системы можно представить в виде обобщенных

$$\begin{aligned} E &= \rho^\lambda \sum_{k=0}^{\infty} A_k^e \rho^k \\ H &= \rho^\lambda \sum_{k=0}^{\infty} A_k^m \rho^k \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E &= \exp[\Omega(\rho)] \rho^\lambda \sum_{k=0}^{\infty} A_k^e \rho^{-k} \\ H &= \exp[\Omega(\rho)] \rho^\lambda \sum_{k=0}^{\infty} A_k^m \rho^{-k} \end{aligned} \quad (5)$$

и формальных степенных рядов.

Исследование отражения СВЧ волн от металл-диэлектрических пленок на частотах 12-50 ГГц

*Гущин Николай Николаевич
Петрунев Сергей Николаевич*

*Сыктывкарский государственный университет
Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.
kollex2002@mail.ru*

Прогресс в микроэлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований свойств плёнок с различной структурой, в том числе и электродинамических свойств в различных диапазонах частот. Исследованию проводимости и электродинамических свойств металл-диэлектрических (композитных) пленок в окрестности порога перколяции посвящено значительное количество работ, где изучается отражение, поглощение оптических и инфракрасных волн такими пленками. Большой интерес к таким исследованиям вызван тем, что для них может наблюдаться аномальный характер отражения и поглощения композитными плёнками, например, при изменении частоты. Для таких волн размер структурных неоднородностей в плёнке порядка длины волны, и соответственно, распределение поля волны внутри плёнки неоднородно. Для таких волн могут наблюдаться резонансные и релаксационные размерные эффекты. Исследованию электродинамических свойств сантиметрового и субмикронного диапазонов, для которого длина волны значительно превышает толщину плёнок и размер структурных неоднородностей, уделено значительно меньше внимания. В работе [1] исследовано отражение сантиметровых электромагнитных волн в диапазоне частот 8-25 ГГц от металл-диэлектрических плёнок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и в интервале частот 19-25 ГГц обнаружен значительный рост коэффициента отражения R (скачок, до 25 %). Такая аномальная частотная зависимость R открывает значительные перспективы использования тонкопленочных покрытий для создания новой СВЧ-техники, например, селективных усилителей и поглотителей. Для их внедрения

необходимо иметь плёнки, которые характеризуются таким скачком в различных СВЧ интервалах. Для этого необходимо дальнейшие исследования аналогичных металл-диэлектрических плёнок, но с различными типами металлической и диэлектрической фаз.

В данной работе исследовались частотные зависимости коэффициента отражения $R(f)$ для 4 серий металл-диэлектрических плёнок: $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co_{100})_x(LiNbO_3)_{1-x}$, $(Cu_{100})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ (для всех серий плёнок x менялось от 0,3 до 0,6). Первые 2 серии плёнок были одного состава, но изготавливались в атмосфере аргона и кислорода (давления этих газов составляло 10^{-4} Торр). Методика получения таких металл-диэлектрических плёнок описана в работе [2].

Исследования показали, что скачок на зависимости $R(f)$ наблюдается для плёнок трёх первых серий. Однако, для плёнок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$, изготовленных в атмосфере аргона, такой скачок наблюдается лишь для отдельных концентраций $0,3 < x < 0,42$. Эти плёнки характеризуются перколяционной структурой [2]. Для плёнок с большей концентрацией металлической фазы ($x > 0,45$) наблюдается незначительный рост R во всём исследованном частотном диапазоне. Для второй серии такого же состава, но изготовленных в атмосфере кислорода, скачки смещены (амплитуда скачка не более 20 %) и наблюдаются в интервале частот 21-25 ГГц для всех исследованных концентраций x . Для серии плёнок с сегнетоэлектрической фазой $(Co_{100})_x(LiNbO_3)_{1-x}$ эти скачки уширяются и наблюдаются в интервале частот 16-25 ГГц. Кроме того, для этих плёнок характерны осцилляции в интервале частот от 27 до 42 ГГц. Для серии плёнок с медью (не магнитным металлом) $(Cu_{100})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ наблюдается незначительный рост $R(f)$ во всём частотном диапазоне для всех концентраций x . Зависимости $R(f)$ близки к зависимостям чистых медных плёнок [3]. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемые аномалии (скачки $R(f)$) проявляются лишь в плёнках, которые характеризуются малой проводимостью по сравнению с плёнками, изготовленными из хорошо проводящих металлов (например, меди). Кроме того, их металлическая фаза обладает магнитными свойствами.

Авторы выражают глубокую признательность за предоставление плёнок Ю. Е. Калинин, А. В. Ситникову (Воронежский государственный технический университет).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №06-02-17302).

Список публикаций:

[1] Калинин Ю. Е., Котов Л. Н., Петрунёв С. Н., Ситников А. В. *Известия РАН. Серия физическая*, **69**, 1195-1199 (2005).

[2] Казанцева Н. Е., Пономаренко А. Т., Шевченко В. Г., Чмутин И. А., Калинин Ю. Е., Ситников А. В., *Физика и химия обработки материалов*, №1, 5, (2002).

[3] Антонец И. В., Котов Л. Н., Некипелов С. В., Карпушов Е. Н. *Проводящие и отражающие свойства тонких металлических плёнок // ЖТФ*, **74**, 102-106 (2004).

Расчет радиолинии «земля-космос-земля» узла спутниковой связи для организации телемостов при чрезвычайных ситуациях

Дойков Дмитрий Владимирович

Дальневосточный государственный технический университет

Стаценко Любовь Григорьевна, д.ф.-м.н.

dima2005d@mail.ru

Устойчивость управления в чрезвычайных ситуациях в решающей степени определяется наличием постоянно действующей связи.

Связь в районе чрезвычайной ситуации организуется с развернутого подвижного пункта управления (ППУ), в состав которого входят радиостанции и аппаратные связи, мобильные звуковещательные станции, с помощью которых организуется радиосвязь с региональным центром и органом управления, а также с подчиненными и взаимодействующими органами управления, силами и средствами, включенными в состав группировки сил по ликвидации чрезвычайной ситуации [1-2].

В данной работе производится расчет радиолинии «земля-космос-земля» с использованием основных формул расчета углов места и азимутов земной станции на искусственный спутник Земли (ИСЗ), расчет высокочастотной части радиолиний и расчет мощности бортовых передатчиков ИСЗ. После расчета производится анализ полученных результатов, корректировка поставленной задачи, по которым происходит выбор оборудования при построении узла спутниковой связи.

Первоначально происходит расчет углов места (β) и азимутов (A) Земной станции на выбранные ИСЗ [2]:

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\cos(\lambda_N - \lambda_0) \cos \varphi_N - 0,1513}{\sqrt{1 - \cos^2(\lambda_N - \lambda_0) \cos^2(\varphi_N)}}, \quad (1)$$

$$A = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}(\lambda_N - \lambda_0)}{\sin \varphi_N} + \pi, \quad (2)$$

где λ_N – долгота Земной станции, φ_N – широта Земной станции, λ_0 – долгота под спутниковой точки.

Далее происходит расчет дальности от ИСЗ до Земли, рассчитывается отношение сигнал/шум на входе приемника Земной станции. Одним из наиболее емких и важных разделов работы отводится подробному расчету и описанию высокочастотной части линии «земля-космос-земля». В данном разделе проводятся исследования и расчеты по определению дополнительных потерь сигнала, обусловленных его прохождением через атмосферу. Рассматривается рефракция волн (рассогласование диаграмм направленности антенн), неидеальность поляризации, деполяризация электромагнитных волн при прохождении через тропосферу. Рассчитывается суммарная эквивалентная шумовая температура.

Подробно описывается расчет мощности передатчика бортовых антенн ИСЗ:

$$P_{\text{пер}} = \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot d_2^2 \cdot L_{\text{дон}} \cdot P_{\text{ш}}}{\lambda^2 \cdot G_3 \cdot \eta_3 \cdot G_6 \cdot \eta_6} \cdot \left(\frac{P_c}{P_{\text{ш}}}_{\text{вх}} \right), \quad (3)$$

где $P_{\text{ш}}$ – полная мощность шумов на входе приемника, d_2 – расстояние от ИСЗ до Земли, $L_{\text{дон}}$ – дополнительные потери на заданной частоте приема/передачи, $\left(\frac{P_c}{P_{\text{ш}}}_{\text{вх}} \right)$ – отношение сигнал/шум на входе приемника, G_3 – коэффициент усиления Земной станции, G_6 – коэффициент усиления бортовой станции, η_3 – коэффициент полезного действия (КПД) антенно-волнового тракта (АВТ) Земной станции, η_6 – КПД АВТ бортовой станции, λ – длина волны.

На основании полученных результатов происходит анализ ситуации с указанием корректировок к поставленной задаче. Происходит выбор космического сегмента и наземного оборудования.

Задача может быть решена с использованием отечественных геостационарных спутниковых группировок Федерального государственного унитарного предприятия (ФГУП) «Космическая связь» или ОАО «Газком» и земного сегмента – земных станций спутниковой связи (ЗССС) МЧС России: мобильная ЗССС (ППУ МЧС), стационарная ЗССС (МЧС, г. Москва).

Однако ИСЗ на геостационарной орбите не обеспечивают организацию двухсторонней связи, в том числе телемостов, «мобильная ЗССС – ИСЗ – стационарная ЗССС» с районами чрезвычайных ситуаций в Северо-Восточных регионах РФ. В этом случае требуется организация транзитного узла спутниковой связи с обеспечением доступа на два геостационарных ИСЗ с соответствующими зонами обслуживания.

Актуальность темы подтверждает факт обращения МЧС России к одному из операторов связи Дальневосточного региона с предложением рассмотреть вопрос организации транзитного узла спутниковой связи для выполнения поставленной задачи.

Россия имеет огромную территорию, простирающуюся с Запада на Восток от 25° в.д. до 170° в.д. Наиболее оптимальным с точки зрения ее полного охвата считается расположение одного спутника на дуге геостационарной орбиты от 80° до 90° в.д. При таком размещении геостационарного спутника он практически виден с большей части России под углом более 10°. Исключение составляют территории Калининградской области, Чукотки и Камчатки, а также территории, расположенные севернее 75° с.ш. Если стоит задача охвата территории Европы, России и стран СНГ с помощью двух или трех спутников, их следует расположить на дуге геостационарной орбиты от 11° з.д. до 145° в.д. Наиболее подходящие для требуемой задачи, отвечающие заданным техническим параметрам являются спутники «Экспресс-АМ2» и «Экспресс-АМ3» ФГУП «Космическая связь» [3].

Список публикаций:

[1] Черный Ф. Б., *Распространение радиоволн*. М, Советское радио, 1972, 464с.

[2] Калинин А. И. *Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний*. М, Связь, 1971, 259с.

[3] *Российские спутниковые группировки*. ФГУП «Космическая связь», 2004.

Регулируемый прецизионный источник тока с коррекцией коэффициента мощности

Елисеев Андрей Александрович

Новосибирский государственный университет

Пачков Алексей Александрович

Andruha-777@ngs.ru

Современные системы вторичного электропитания – это импульсные устройства, в значительной степени искажающие гармонический состав потребляемого тока. Причиной, в первую очередь, является импульсный характер процессов преобразования электроэнергии, что является следствием работы ключевых элементов схемы. Присутствие высших гармоник в потребляемом из сети токе вызывает целый ряд проблем. Для их решения были разработаны стандарты, которые требуют от разработчиков электротехники выполнения определенных норм.

В настоящее время в Институте Ядерной Физики СО РАН ведутся работы по запуску накопителя-охладителя комплекса ВЭПП-5. Для системы коррекции пучка необходимы 8 источников питания с выходным током до 15 А с нестабильностью менее 0.1 % и выходной мощностью 1 кВт. Нагрузка представляет собой секстипольную линзу с индуктивностью 100 мГн и сопротивлением 2 Ом. Введение коррекции коэффициента мощности позволяет получить повышенный КПД (экономия электроэнергии) и обеспечить равномерное потребление энергии в течение всего полупериода питающего напряжения.

Для решения задачи предлагается вариант источника тока на основе SEPIC преобразователя. Данная топология обладает рядом достоинств: единственный активный элемент (ключ), непрерывность потребляемого тока (аналогично Boost преобразователю), широкий диапазон регулировки выходного напряжения (как выше, так и ниже входного напряжения, аналогично Flyback преобразователю), высокий КПД (94-96 %), малые габариты и низкая себестоимость. Кроме того, источник создает низкий уровень гармонических искажений сети (менее 3 % при коэффициенте мощности 0.99), что удовлетворяет требованиям европейского IEC1000-3-2 и российского ГОСТ 13109-97 стандартов.

Таким образом, устройство одновременно сочетает в себе однофазный источник тока и корректор коэффициента мощности. Введённая магнитная связь между реактивными элементами преобразователя позволила уменьшить индуктивность дросселей в два раза (соответственно снизить их массу и габариты), а также добиться меньших пульсаций сетевого тока. Частота работы преобразователя составляет 100 кГц, для управления используется контроллер UC3854A (Texas Instruments). Микросхема содержит: аналоговый умножитель, ШИМ контроллер, встроенный драйвер силового ключа, механизм ограничения максимальной мощности, источник опорного напряжения и необходимые цепи защиты. Дистанционная связь с ПК осуществляется по CAN интерфейсу.

Дискриминирующая функция для проверки гипотезы о принадлежности двоичной выборки к заданной генеральной совокупности

Коньков Евгений Александрович

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Фидельман Владимир Романович, д.т.н.

ekon@nifti.unn.ru

Различные способы выявления различий распределений находят применение при решении широкого круга задач в обработке сигналов, связанных с анализом выборок и временных рядов на наличие статистических неоднородностей. Рассмотрим следующую задачу. Пусть есть выборка длиной n независимых одинаково распределенных двоичных случайных величин, количество единиц в этой выборке равно m . Параметром, характеризующим выборку, будем считать величину μ_1 – вероятности появления единицы. Требуется определить, извлечена эта выборка из заданной генеральной совокупности с известным параметром μ_2 или нет, другими словами $\mu_1 = \mu_2$ или $\mu_1 \neq \mu_2$.

Построим дискриминирующую функцию, которая удовлетворяла бы следующим условиям: принимала значения из интервала (0, 1), близка к нулю при $\mu_1 = \mu_2$ и по возможности близка к 1 при $\mu_1 \neq \mu_2$. Исходя из этих требований, можно предложить использовать в качестве такой функции отношение квадрата первого момента разности параметров генеральных совокупностей к ее второму моменту:

$$d = \frac{\langle \mu_1 \rangle - \mu_2}{\langle (\mu_1 - \mu_2)^2 \rangle}. \quad (1)$$

Эту функцию можно выразить через математическое ожидание и дисперсию неизвестного параметра μ_1 . А их в свою очередь можно выразить через параметры анализируемой выборки m и n . Тогда выражение (1) окончательно примет следующий вид:

$$d(m, n, \mu_2) = \frac{\left(\frac{m+1}{n+2} - \mu_2\right)^2}{\frac{(m+1)(n-m+1)}{(n+2)^2(n+3)} + \left(\frac{m+1}{n+2} - \mu_2\right)^2}. \quad (2)$$

Алгоритм использования полученного дискриминатора (2) следующий. Пусть есть две гипотезы:

$$H_0: \mu_1 = \mu_2 \quad (|\mu_1 - \mu_2| = \varepsilon = 0)$$

$$H_1: \mu_1 \neq \mu_2 \quad (|\mu_1 - \mu_2| \geq \varepsilon > 0)$$

Для анализируемой двоичной выборки длиной n подсчитывается количество единиц m . Рассчитывается значение дискриминатора (2). Гипотеза H_0 принимается, если $d < \Delta$ и принимается гипотеза H_1 если $d \geq \Delta$, где Δ – некоторый порог, величина которого определяется требованиями, предъявляемыми к алгоритму и величиной ε . Ошибкой первого рода будем называть событие, когда принимается гипотеза H_1 , когда верна гипотеза H_0 . Ошибкой второго рода будем называть событие, когда принимается гипотеза H_0 , когда верна гипотеза H_1 .

Основной характеристикой является вероятность попадания его значения под порог Δ :

$$\Pr(d < \Delta | \mu_1, \mu_2, n) = \sum_{m \in A(\mu_2)} p(m | \mu_1, n), \quad (3)$$

где суммирование производится внутри области A , которая представляет собой интервал значений m , где $d(m, n, \mu_2) < \Delta$, под знаком суммы стоит биномиальное распределение вероятностей.

Применяя теорему Муавра-Лапласа можно получить в явном виде зависимость (3):

$$\Pr(d < \Delta | \mu_1, \mu_2, n) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{Erf} \left(\frac{m_+ - n\mu_1}{\sqrt{2n\mu_1(1-\mu_1)}} \right) - \operatorname{Erf} \left(\frac{m_- - n\mu_1}{\sqrt{2n\mu_1(1-\mu_1)}} \right) \right), \quad (4)$$

где m_+ и m_- – правая и левая границы области A соответственно, корни уравнения $d(m, n, \mu_2) = \Delta$.

Можно показать, что для случая, $\mu_1 = \mu_2$ и $n \rightarrow \infty$, вероятность (4) попадания под порог значения дискриминатора будет зависеть только от величины порога Δ и не будет зависеть от значений μ_1 и μ_2 .

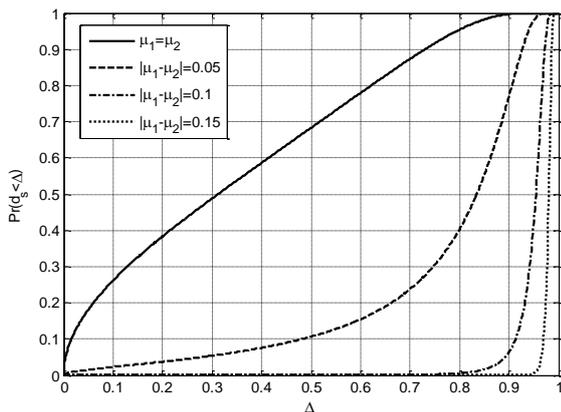


рис.1

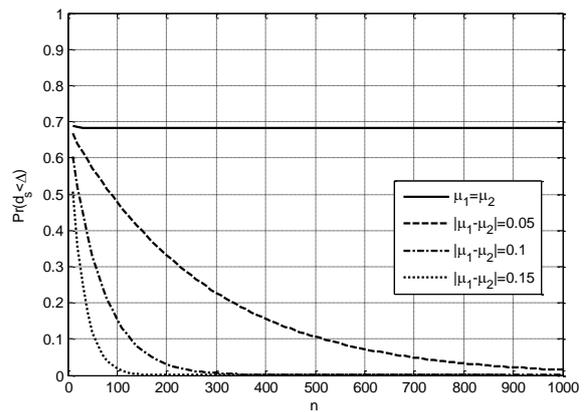


рис.2

На рис.1 и 2 приведены графики зависимости (4). По вертикальной оси на графиках отложена вероятность попадания значения дискриминатора под заданный порог Δ . На рис.1 приведены графики для выборки длиной 500 бит в зависимости от величины порога Δ при различных значениях $|\mu_1 - \mu_2|$. На рис.2 приведены графики для порога $\Delta = 0.5$ в зависимости от длины анализируемой выборки при различных значениях $|\mu_1 - \mu_2|$.

Эти графики иллюстрируют величину ошибки первого и второго рода в различных условиях применения дискриминатора. Вероятность ошибки второго рода уменьшается с увеличением $|\mu_1 - \mu_2|$ и длины выборки n . Вероятность ошибки первого рода уменьшается с ростом порога Δ и практически не зависит от длины выборки.

Исследование вариаций параметров трасс распространения сигналов СДВ – радиостанций

Корсаков Алексей Анатольевич

Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю. Г. Шафера

Козлов Владимир Ильич, к.ф.-м.н.

korsakov84@yandex.ru

Одним из параметров трассы распространения сигналов является электронная концентрация нижнего ионосферного слоя, которая в свою очередь зависит от космической погоды, в частности – высыпаний быстрых (релятивистских) электронов с радиационных поясов Земли. Ионосферные и мезосферные характеристики постоянного фона и внезапных высыпаний электронов регулярно измеряются по их влияниям на сигналы сверхдлинноволновых (СДВ) радиостанций. Таким образом, измеряя амплитуду и фазу указанных сигналов, мы можем судить о проявлениях космической погоды, что делает регистратор сигналов СДВ – радиостанций прибором для исследования космической погоды. В нашем случае в г. Якутске (умеренные широты, субавроральная ионосфера) измеряются сигналы радионавигационных станций (РНС), расположенных в г. Краснодаре, г. Новосибирске и г. Хабаровске.

Временная синхронизация регистратора сигналов радиостанций СДВ диапазона, использующего АЦП La4USB с частотой сбора данных 1.9 МГц, осуществляется с помощью GPS-часов (Thunderbolt), в отличие от обычно используемого очень дорогостоящего и требующего специальных условий стандарта частоты. На один канал записывается сигнал с антенного усилителя, а на второй – секундный импульс от GPS-часов, который также запускает АЦП. Для работы АЦП используется режим с записью предыстории. Регистрация сигналов проводится выборками по 20 с через 126 с (минимальный кратный период изменения фазы трех частот), в интересные для нас периоды времени, или через 378 с в остальное время для экономии пространства памяти. Порядок выборки определяется алгоритмом работы РНС. За 15 с до выборки синхронизируется время компьютера от GPS-часов специальной программой, которая также управляет ключом подачи секундных импульсов от GPS-часов на запуск АЦП. Блок схема регистратора представлена ниже (см. рис. 1).

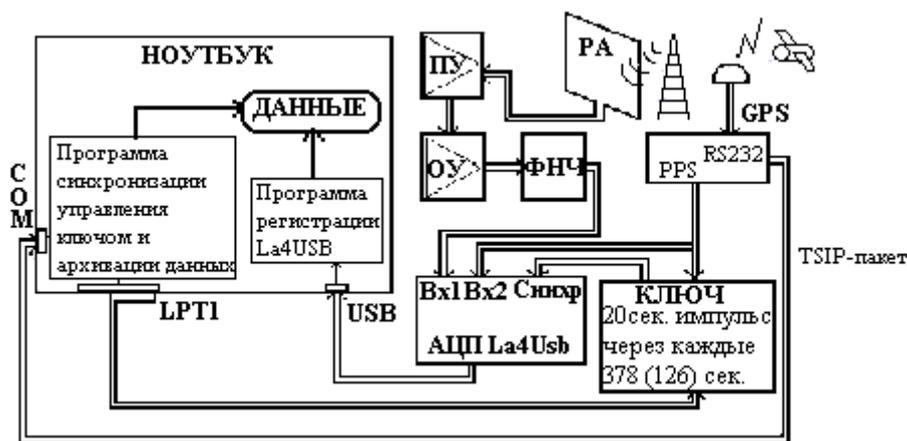


рис.1

При обработке для выделяемых частот берутся различные участки двадцати секундной выборки, при условии попадания секундного импульса синхронизации на середину сигнала радиостанции. Длительность каждого участка (32.768 мс) делится на 11 окон по 5958 точек отсчета, чтобы в этом интервале укладывалось целое число периодов: 14.880 кГц – восьмая секунда, 12.649 кГц – семнадцатая секунда и для 11.905 кГц – двадцатая секунда.

Для выделения сигналов радиостанций, соответствующих трем частотам РНС, из зарегистрированной записи используются решетчатые функции преобразования Фурье. Поскольку в «окне» записи для каждой частоты укладывается целое число периодов, то формируется табличный массив значений тригонометрических функций, который используется во время работы, что существенно ускоряет процесс расчета. В сформированном окне вычисляется амплитуда и фаза для трех частот, а затем полученные значения

усредняются в каждой записи отдельно для каждой частоты. Используется прямоугольное окно, размер которого был равен 20 периодам для 14.880 кГц, 17 периодам для 12.649 кГц и 16 периодам для 11.904 кГц.

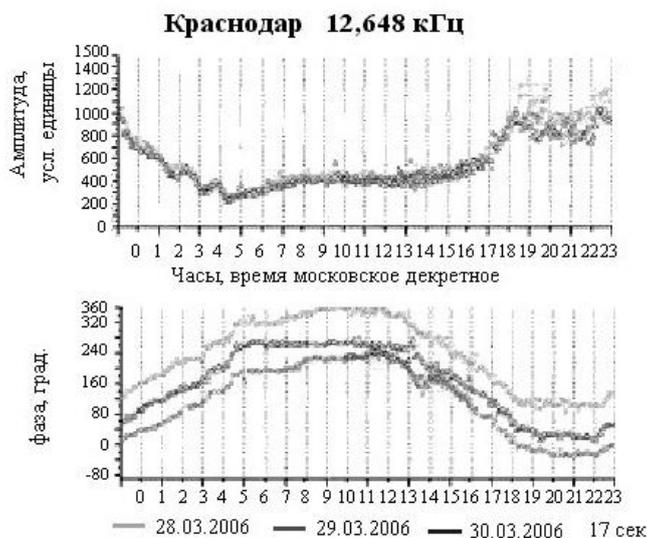


рис.2

Указанное количество периодов соответствует кратности частот исследуемых сигналов радиостанций, что позволяет избавиться от наложения сигналов радиостанций разной частоты друг на друга при использовании преобразования Фурье. Приведён пример суточного хода амплитуды и фазы сигнала радиостанции 12.648 кГц (Краснодар) зарегистрированного в г. Якутске в течение трех суток 28.03.06–30.03.06 (см. рис.2).

Работа поддержана грантами РФФИ 06-08-96020-р_восток, РФФИ 06-05-96021-р_восток и программой президиума РАН № 16.

Выбор модели диэлектрической релаксации в полярных жидкостях

Майер Андрей Владимирович

Томский государственный университет

Кочеткова Татьяна Дмитриевна, к.ф.-м.н.

re80@webmail.tsu.ru

Как показывает опыт, комплексная диэлектрическая проницаемость жидкостей, содержащих полярные молекулы, в переменных электромагнитных полях радиочастотного диапазона зависит от частоты. Действительная часть диэлектрической проницаемости жидкостей ϵ' в диапазоне радиочастот от 0 до 10^{11} Гц уменьшается с ростом частоты; диэлектрические потери ϵ'' проходят через максимум [2]. В простейшем случае частотная зависимость ϵ^* следует уравнению с одним временем релаксации.

Из литературных источников по данному вопросу известно, что спектры водных растворов спиртов описываются различными соотношениями: уравнениями Дебая, Коула-Коула, Коула-Давидсона. Все они являются эмпирическими и в общем случае выражаются обобщенным уравнением Гаврильяка-Негами:

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{\left(1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}\right)^\beta}, \quad (1)$$

где ϵ_∞ – вклад, обусловленный электронной и атомной поляризацией; ϵ_s – статическая диэлектрическая проницаемость; τ – время релаксации, α и β – не зависящие от частоты эмпирические параметры.

Для одних и тех же опытных данных различные модели дадут несовпадающие значения τ , ϵ_s , ϵ_∞ , а значит и отличающиеся описание физических процессов. В реальных условиях ограниченности точности эксперимента, частотного диапазона и плотности частотной сетки для обработки результатов измерений исследователь, как правило, задается одним конкретным видом зависимости (1), который выбирается на основе физической модели либо по виду экспериментальных данных. Но иногда этот выбор изначально затруднителен, а также возможна трансформация свойств исследуемого объекта под воздействием температуры, изменения концентрации составляющих смеси, структуры и других параметров.

Нами были измерены спектры диэлектрической проницаемости дистиллированной воды на частотах от 500 МГц до 40 ГГц. при различных температурах на анализаторе цепей E8363B Agilent Technologies. Из этих измерений было вычислено время релаксации по различным моделям. Результаты расчета представлены на графике (рис.1). Здесь же приведены литературные данные для сравнения.

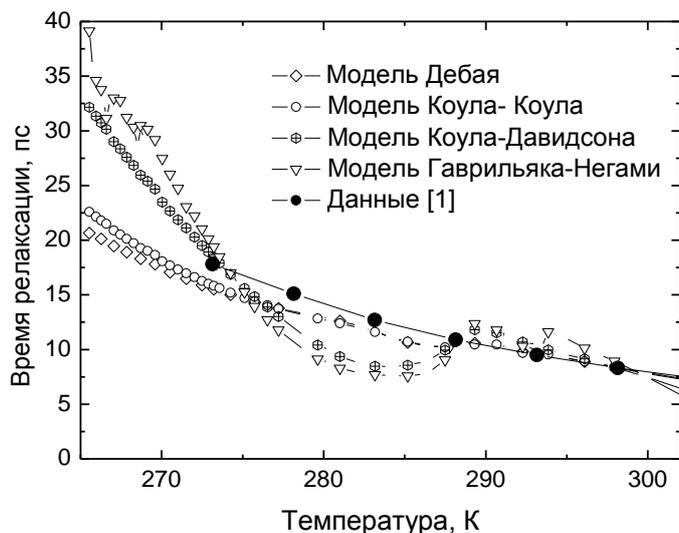


рис.1. Температурная зависимость времени релаксации дистиллированной воды.

Как видно из графика, значения времени релаксации и ее температурная зависимость существенно зависят от выбора модели. Подобные зависимости получены нами для ряда концентраций водных растворов этилового спирта от 10 % до 80 %.

Подчеркнем еще раз, что уравнения Коула-Коула, Дэвидсона-Коула и другие такого рода соотношения, описывающие экспериментальные данные ϵ' и ϵ'' , представляют собой эмпирический способ характеристики результатов опыта. Для последовательного теоретического анализа данных диэлектрической радиоспектроскопии требуется расшифровка спектра на простые области дисперсии. Это может вызвать необходимость проведения дополнительных исследований. Если такие исследования выполнены, то сведения о релаксационных силах и временах релаксации дают богатую информацию о кинетике и

механизме быстрых реакций в жидких фазах.

Список публикаций:

[1] Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах: В 2-х книгах. Кн. 1.– М.: Мир, 1984.– 824с.

[2] Шапоронов М. И. Механизмы быстрых процессов в жидкостях: Учеб. Пособие для вузов.–М.: Высш. школа, 1980.–352с.

Исследование обратных волн в тонких изотропных слоях

Макаров Павел Андреевич

Сыктывкарский государственный университет

Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.

krie@syktsu.ru

Изучение электродинамических свойств тонких слоев и пленок играет большую роль для создания и усовершенствования различных СВЧ устройств [1], таких как перестраиваемые фильтры, фазированные антенные решетки, перестраиваемые гетеродины с низким уровнем фазового шума, параметрические усилители. Исследование тонких слоев необходимо и в развитии такой перспективной области науки и техники, как водородная энергетика, при создании высокоэффективных нанокатализаторов [2].

Значительную роль в современных научных исследованиях занимают вопросы, связанные со средами с одновременно отрицательными диэлектрическими и магнитными проницаемостями, и распространяющимися в них обратными волнами [3]. Эта тема интересна такими особенностями электродинамических и оптических свойств этих сред, как изменение направления излучения Вавилова-Черенкова, инверсия эффекта Доплера, замена давления электромагнитной волны на ее притяжение, возникновение отрицательного коэффициента преломления. Все эти особенности обуславливают возможность новых исследований и применений.

На основе граничных условий импедансного типа прямым методом [4] были получены коэффициенты отражения и прохождения:

$$R = \left| \frac{(Z_1^2 - Z_2^2)(e^{ik_2d} - e^{-ik_2d})}{(Z_1 + Z_2)^2 e^{ik_2d} - (Z_1 - Z_2)^2 e^{-ik_2d}} \right|^2, \quad (1)$$

$$T = \left| \frac{4Z_1Z_2 e^{ik_2d}}{(Z_1 + Z_2)^2 e^{ik_2d} - (Z_1 - Z_2)^2 e^{-ik_2d}} \right|^2, \quad (2)$$

здесь $Z_i = \sqrt{\frac{\mu_i \mu_0}{\varepsilon_i \varepsilon_0}}$ $i = 1, 2, 3$ – импедансы соответствующих сред, связывающие между собой напряженности электрического и магнитного полей, а $k_i = \omega \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_0 \mu_i \mu_0}$ $i = 1, 2, 3$ – волновые вектора в соответствующих средах.

Рассмотрим случай, когда среда – неидеальный диэлектрик, при этом диэлектрическая проницаемость является комплексной функцией относительной диэлектрической проницаемости и проводимости слоя:

$$\varepsilon^* = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (3)$$

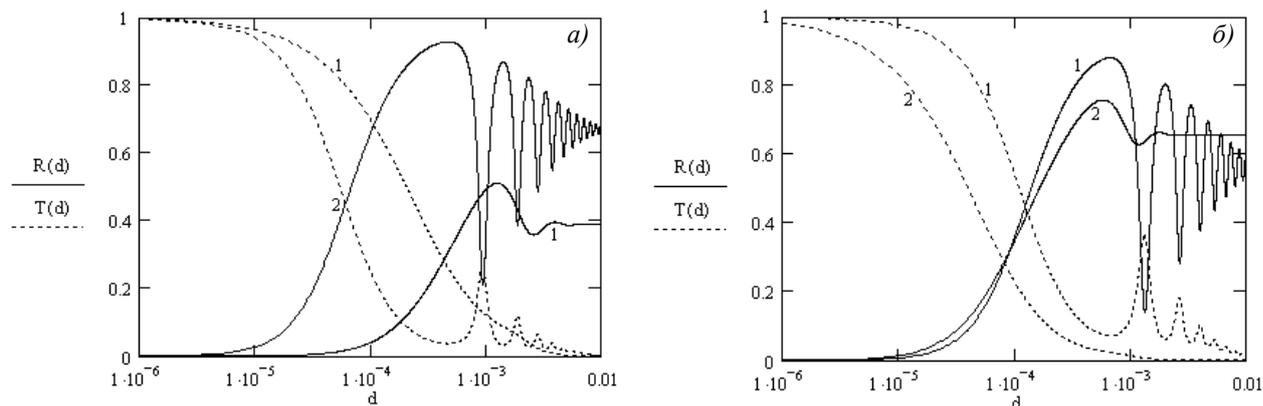


рис.1. Зависимости коэффициентов отражения и прохождения от толщины неидеального диэлектрика, при различных: а) диэлектрических проницаемостях (1 – $\varepsilon = -10$, 2 – $\varepsilon = -100$; $\sigma = -10$); б) проводимостях (1 – $\sigma = -5$, 2 – $\sigma = -50$; $\varepsilon = -50$)

Пусть ЭМВ частотой $\omega = 10^{11}$ Гц падает из вакуума ($\varepsilon_{1,3} = 1$, $\mu_{1,3} = 1$, $\sigma_{1,3} = 0$) на слой с отрицательными диэлектрическими и магнитными проницаемостями. Зависимость коэффициентов отражения и прохождения от толщины неидеального диэлектрика при распространении в нем обратных волн ($\varepsilon_2, \mu_2, \sigma_2 < 0$) имеет различный характер в зависимости от диэлектрической проницаемости и проводимости среды. Зависимости коэффициентов отражения и прохождения от толщины слоя являются затухающими колебаниями, причем максимумы коэффициента отражения приходятся точно на минимумы коэффициента прохождения и наоборот. Увеличение абсолютного значения диэлектрической проницаемости (рис.1а) приводит к увеличению амплитуды колебаний, а так же к смещению максимумов и минимумов в область меньших толщин, и повышению значения коэффициента отражения, к которому стремится амплитуда его затухающих колебаний. Увеличение проводимости по модулю (рис.1б) уменьшает амплитуду колебаний, смещает максимумы и минимумы в область меньших толщин, а так же повышает значение коэффициента отражения, к которому стремится амплитуда его затухающих колебаний, но в меньшей степени нежели увеличение диэлектрической проницаемости.

Список публикаций:

- [1] Мухортов В. С., Масычев С. И., Головки Ю. И., Чуб А. В., Мухортов В. М. Применение наноразмерных пленок титаната бария-стронция для перестраиваемых СВЧ устройств // ЖТФ. 2006. Т.76. № 10. С. 106-109.
- [2] Забродский А. Г. Физика, микро- и нанотехнологии портативных топливных элементов // УФН. 2006. Т.176. № 4. С. 444-449.
- [3] Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН. 1967. Т.92. № 3. С. 517-526.
- [4] Антонец И. В., Котов Л. Н., Шавров В. Г., Щеглов В. И. Проводящие и отражающие свойства пленок нанометровых толщин из различных металлов // РЭ. 2006. Т.51. № 12. С. 1394-1401.

Перенос изображений и оптическое ближнепольное зондирование с помощью одно, двух и трехмерных решеток металлических наночастиц

Носков Роман Евгеньевич

Жаров Александр Александрович

Институт физики микроструктур РАН

Жаров Александр Александрович, д.ф.-м.н.

noskov@ipm.sci-nnov.ru

В работе проведено теоретическое исследование распространения электромагнитных волн в одно, двух и трехмерных решетках металлических наночастиц. В одномерном случае упорядоченная система таких частиц представляет собой нановолновод, позволяющий манипулировать оптическими полями на нанометровых масштабах. В рамках представления наночастиц точечными диполями, а также с учётом как ближнего квазистатического, так и дальнего радиационного взаимодействия были найдены дисперсионные характеристики таких систем, исследованы пространственный и временной декременты затухания колебаний. Продемонстрирована возможность использования таких волноводов для оптической сканирующей ближнепольной микроскопии высокого разрешения. Кроме того, была изучена возможность переноса двумерных субдлинноволновых изображений с помощью трёхмерного массива металлических наночастиц. Изучены эффекты дискретной дифракции и ее влияния на длину переноса и масштаб разрешения. Таким образом, показано, что, с одной стороны, использование дискретных волноведущих систем представляется перспективным в оптическом ближнепольном зондировании, поскольку позволяет достигать разрешающей способности порядка размера поперечной локализации поля в нановолноводе (до десятка нанометров) и, с другой стороны, осуществлять перенос субдлинноволновых изображений без заметного затухания и искажения на макроскопические расстояния, значительно превышающие длину электромагнитной волны.

Планарные и объёмные системы нановолноводов из металлических наночастиц успешно могут быть использованы для переноса субдлинноволновых изображений на макроскопические расстояния. В самом деле, при условии, когда расстояние между волноводами в решетке l значительно больше расстояния между соседними частицами в волноводе d ($l \gg d$), взаимодействие между соседними волноводами становится экспоненциально малым (хотя масштаб l по-прежнему может быть значительно меньше длины волны излучения) и распространение волн в решетке волноводов может быть описано в терминах укороченных уравнений для медленных амплитуд мод. Для плоской и для квадратной двумерной решеток нановолноводов, при учете взаимодействия выделенного волновода лишь с ближайшими соседями, соответствующие уравнения могут быть записаны в следующем виде:

Плоская решетка

$$i \frac{dA_n}{dz} + \kappa(A_{n+1} + A_{n-1}) + i\delta(k)A_n = 0, \quad (1)$$

Квадратная решетка

$$i \frac{dA_{n,m}}{dz} + \kappa(A_{n,m+1} + A_{n,m-1} + A_{n-1,m} + A_{n+1,m}) + i\delta(k)A_{n,m} = 0, \quad (2)$$

где z – координата вдоль волновода, δ – коэффициент затухания, зависящий от волнового числа моды k . Коэффициент взаимодействия κ определяет характерную обратную длину перекачки энергии из одного волновода в другой, что, в конечном счете, приводит к так называемому эффекту дискретной дифракции [1], т.е. расплыванию исходного (при $z = 0$) распределения интенсивностей в волноводах из-за взаимодействия с соседями. Уравнения (1) и (2) имеют точные аналитические решения

$$A_n(z) = \sum_m A_m J_{|m-n|}(2\kappa z) (i)^{m-n} e^{-\delta z}, \quad (3)$$

$$A_{n,m}(z) = \sum_{p,q} A_{p,q} J_{|p-n|}(2\kappa z) J_{|q-m|}(2\kappa z) (i)^{p+q-n-m} e^{-\delta z}, \quad (4)$$

где A_m и $A_{p,q}$ – амплитуды поля в волноводах при $z = 0$, $J_s(x)$ – функции Бесселя. На *рис.1* (*a, б, в, г*) показаны последовательные модификации исходного изображения, соответственно в квадратной решетке нановолноводов, построенные по формуле (4) при $2\kappa z = 0; 0,5; 1,0; 1,5$; соответственно.

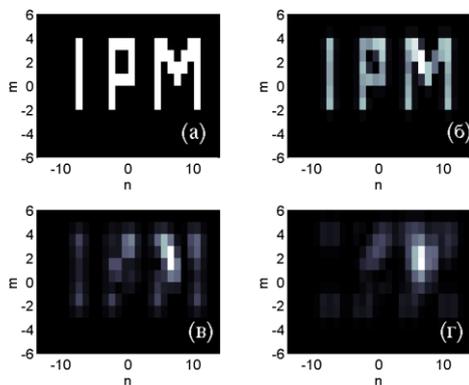


рис.1

Таким образом, оптические субдлинноволновые изображения без существенных искажений могут быть перенесены на расстояние порядка длины взаимодействия волноводов, что, разумеется, и следовало ожидать. Похожий результат, был получен для системы наностержней с помощью FDTD моделирования [2]. Масштаб разрешения l и длина переноса изображения связаны коэффициентом K . Наиболее выгодный режим работы определяется двумя конкурирующими факторами: с одной стороны длина переноса изображения экспоненциально растет с ростом k , с другой же стороны возрастание волнового числа приводит к росту пространственного декремента затухания моды в силу уменьшения групповой скорости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16357) и фонда «Династия».

Список публикаций:

- [1] Agrawal G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego 2001), Chap. 1.
 [2] Ono A., Kato J., and Kawata S., *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 267407 (2005)

Автоматизированный стенд для калибровки и измерения параметров СВЧ устройств

Орешонок Владимир Викторович

Новосибирский государственный университет

Суханов Дмитрий Петрович

oreshonok.vladimir@gmail.com

В Институте Ядерной Физики им. Г. И. Будкера СО РАН продолжается строительство ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-5. В состав комплекса входят линейные и циклические ускорители, накопительные кольца, детекторы, а также сложная система инженерного и компьютерного обеспечения.

Форинжектор ВЭПП-5 предназначен для производства интенсивных электронных и позитронных пучков с энергией 510 МэВ. Для эффективной проводки пучков через ускорительные модули линаков и получения максимальной выходной энергии необходим контроль амплитуды и фазы СВЧ мощности, питающей устройства умножения мощности (SLED) и ускоряющие секции форинжектора. Прецизионный мониторинг и манипулирование параметрами ВЧ сигналов обеспечивается системой амплитудно-фазовых измерений и управления фазой. Для обеспечения параметров форинжектора требуется поддерживать энергию ускоренных частиц с точностью 1 %, что напрямую зависит от точности фазовых манипуляций. С введением в строй на комплексе ВЭПП-5 все большего числа ускорительных секций повышается потребность в использовании дополнительных узлов системы мониторинга и управления.

Чтобы облегчить механизм настройки и калибровки СВЧ узлов, разрабатывается автоматизированный измерительный стенд. Исходя из особенностей настройки тестируемых устройств – фазометров и фазовращателей, необходимо проводить измерения в режиме непрерывных и импульсных сигналов, а также обеспечить возможность формирования управляющего сигнала (для фазовращателей). Стенд будет иметь модульную структуру и располагаться в крейте КАМАК или VME либо в блоке «Евромеханика». В состав стенда входит управляемый формирователь СВЧ сигналов, блок управления фазовращателями, устройства контроля мощности и фазы, имеющие широкий динамический диапазон и полосу частот не хуже 50 МГц, а также система обработки данных на основе цифрового сигнального процессора. Измеренные данные после первоначальной обработки поступают в ЭВМ для проведения дальнейших вычислений и визуализации. Связь с персональным компьютером предполагается организовать посредством протокола CAN либо Ethernet. Для обеспечения требований, предъявляемых к тестируемым СВЧ узлам, точность проводимых измерений должна составлять 0,5 % для амплитуды и 0,3 % для фазы измеряемых сигналов, а быстродействие используемых устройств не должно превышать 20 нс.

На сегодняшний день, полностью разработана структура как стенда в целом, так и его ключевых составляющих. Прототипы отдельных узлов успешно функционируют. Кроме этого, на основе разрабатываемых измерительных устройств планируется усовершенствование диагностического СВЧ оборудования для форинжектора ВЭПП-5.

Исследование радиочастотной записи и считывание информации в ансамблях ферритовых частиц

Павлов Илья Сергеевич

Носов Леонид Сергеевич

Сыктывкарский государственный университет

Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.

ilichne@mail.ru

Явление эха в порошках ферритов заключается в излучении образцом (порошком) дополнительных откликов спустя некоторое время после воздействия двух радиоимпульсов электромагнитного поля 1 и 2, следующих друг за другом через интервал времени τ (рис.1). Дополнительные отклики или сигналы эха возникают в моменты времени $t = m\tau$ ($m = 2, 3, 4, \dots$). Совпадение же фаз электромагнитных волн в момент времени $t = 2\tau$ приводит к излучению сигнала эха. Сигналы эха могут возникать и при многоимпульсном воздействии на образец. В соответствии с числом возбуждающих импульсов явление эха разделяют на двухимпульсное, трехимпульсное и т.д. Открытие долговременной памяти (ДП), которое имело широкие перспективы при разработке носителей информации в виде ансамбля ферритовых частиц, а также радиоимпульсных линий задержек, послужило стимулом большого числа исследований в области эха и ДП. Явления эха и ДП ранее в 1970-1990 гг исследовались очень интенсивно. Однако, очень быстрое развитие скорости и плотности записи для современных накопителей на жёстких дисках, показало неперспективность дальнейших исследований по эху [1]. Данная работа вновь поднимает эти исследования, для того чтобы можно было осуществлять радиоимпульсную запись и считывание информации в ансамблях частиц и наноструктурных материалах с использованием только в одноимпульсном режиме. Для этого необходимо проведение дополнительных экспериментов по двухимпульсному эху и долговременной памяти в ансамблях ферритовых частиц, а также выяснение механизмов их образования. Чему и посвящена данная работа.

Процесс формирования эха в системе ансамбля частиц: включает [1]:

- взаимодействие переменного магнитного поля с магнитной подсистемой частиц;
- магнитоакустическое взаимодействие;
- излучение частицами переменного магнитного поля;
- фазирование колебаний частиц, приводящее к возникновению эха.

Явление ДП пытались объяснить на основе двух моделей [2]:

1. переориентационной модели, в которой механизм возникновения ДП связывался с переориентацией частиц в поле электромагнитного импульса под действием вращающего момента, действующего на частицы;

2. модели, в которой механизм ДП связывается с изменением собственной частоты частиц, обусловленным движением дислокаций, изменением доменной структуры, вызванным действиями первого и второго (записывающих) импульсов.

Эксперименты наблюдения двухимпульсного эха и долговременной памяти проводились в порошке железо-иттриевого граната (ЖИГ) с примесью Al состава: $Y_3Fe_{(5-x)}Al_xO_{12}$ $x = 0,7$.

Если произвести запись на частоте 20,1 мГц подачей двух радиоимпульсов переменного магнитного поля, то после воздействия двух радиоимпульсов 1 и 2, следующих друг за другом через интервал времени τ , возникает сигнал двухимпульсного эха в момент времени $t = 2\tau$ (рис.1). Для явления считывания подаём один импульс (рис.2) и наблюдается эхо или сигнал ДП с большим временем релаксации (больше десятка минут).

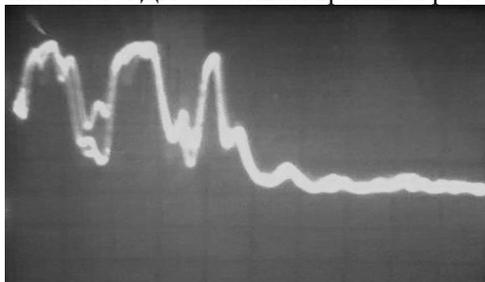


рис.1. Наблюдение 2-х импульсного эха: первые два импульса – возбуждающие, третий – сигнал эха (напряжение на катушке индуктивности $U = 900$ В, длительность импульсов(первого и второго) $\Delta t_{1,2} = 3$ мкс, индукция постоянного поля $B_0 = 150$ мТл).

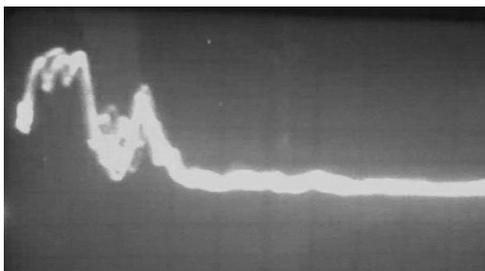


рис.2. Наблюдение долговременной памяти $U = 500$ В, $\Delta t_1 = 3$ мкс, $B_0 = 150$ мТл

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №06-02-17302).

Список публикаций:

[1] Голдин Б. А., Котов Л. Н., Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах).- Ленинград: Наука, 1991.-150 с.

[2] R. L. Melcher, N. S. Shiren. Phys. Acoust.1982. Vol. 16.

Исследование спектров электроакустических откликов ансамбля пьезочастиц

Петровский Игорь Витальевич

Сыктывкарский государственный университет

Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н.

Igor.petrovskii@mail.ru

Электроакустическое взаимодействие – взаимодействие ультразвуковых волн частотой от 107 до 1013 Гц с электронами проводимости в металлах или полупроводниках. Ультразвуковые волны, распространяясь в твердом теле, воздействуют на внутрикристаллические электрические поля. Последние существуют вследствие того, что электрические поля, созданные положительными и отрицательными ионами в промежутках между атомами и молекулами кристаллической решетки, не скомпенсированы, а напряженность могут иметь большую – 108 В/см и более.

В настоящее время исследование тех или иных образцов на предмет наличия упругих взаимодействий проводятся довольно интенсивно и в большом спектре материалов. Выявления наличия подобного рода явлений несет в себе огромный практический потенциал. Следовательно, нахождение образцов, обладающих данными свойствами, представляется достаточно актуальной задачей.

В данной работе интерес привлекли кристаллы йодата кальция с различными примесями. Эти образцы на данный момент являются мало изученными, особенно с точки зрения акустоэлектроники.

При акустоэлектрическом взаимодействии происходит обмен энергией и импульсом между УЗ-волной и электронами проводимости. Передача энергии от волны к электронам приводит к электронному поглощению УЗ, а передача импульса – к электроакустическому эффекту, появлению в проводнике постоянного тока в замкнутой цепи (электроакустического тока) или электрического напряжения на концах разомкнутого проводника (акустоэдс) при распространении в нем акустической волны.

Электроакустический эффект возникает из-за увлечения носителей тока акустической волной, при котором часть импульса, переносимого волной, передается электронам проводимости, в результате чего на них действует средняя сила, направленная в сторону распространения волны. В соответствии с этим электроакустический эффект меняет знак при изменении направления волны на противоположное

Впервые электрический отклик и высокочастотное электроакустическое эхо в порошках были обнаружены при исследованиях ядерного магнитного резонанса. В дальнейшем при построении аппаратуры для наблюдения сигналов высокочастотного электроакустического отклика за основу взяты принципы построения аппаратуры импульсной спектроскопии ЯКР и ЯМР.

В эксперименте исследуются следующие характеристики электроакустических колебаний ансамбля частиц: времена релаксации, амплитуда электрического отклика. Значение и диапазон возможных измерений этих параметров при различных внешних условиях определяют требования к аппаратуре для исследования порошкового эха.

В проведенной работе исследовалось электроакустическое взаимодействие в образцах кристаллов йодата кальция ($\text{Ca}(\text{IO}_3)_2$) с примесями железа. Исследования проводились на высокочастотном импульсном генераторе в диапазоне частот 16–21 МГц. Природа их оказалась свойственна проявлениям электроакустического взаимодействия. Особенностью связанной с данным явлением стало наличие сколько-

нибуть заметных откликов только в образцах с достаточно большим магнитным моментом иона примеси. Было обнаружено довольно много (32) узких пиков, в среднем через каждые 150 КГц (см. рис.1). На всех резонансных частотах ширина пика примерно одинакова. Наличие такого большого количества возбужденных мод свидетельствует о сильном разбросе размеров кристалликов, кроме того, узость пиков говорит о сильном взаимодействии между частицами. Частицы имеют на Гауссово, а дискретное распределение.

В результате работы была обработана методика исследований электроакустического отклика от ансамбля пьезочастиц: времени релаксации, спектра отклика, зависимости от амплитуды переменного поля, получен спектр отклика от порошка йодата кальция с примесью железа 0,8 мл, исследована ширина и форма линий.

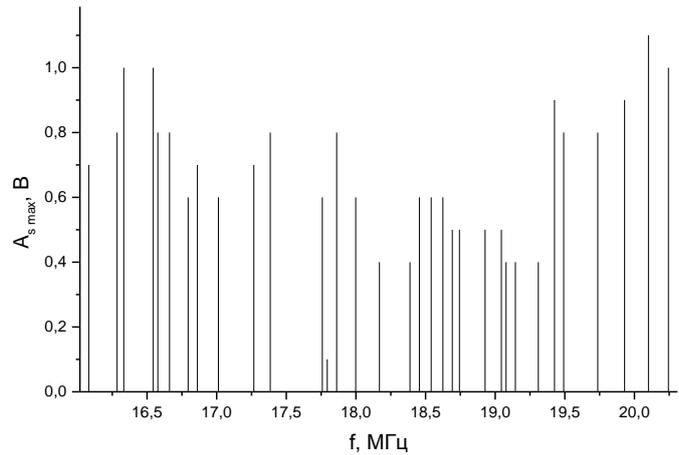


рис.1.

Анализ влияния подстилающей поверхности на переходную характеристику лазерного атмосферного канала рассеяния

Проскурина Наталья Георгиевна

Открытое Акционерное Общество «Концерн «Созвездие»

Толстых Николай Николаевич

t-34 79@mail.ru

Изучением отражения волн от статистически неровной и неоднородной поверхности занимались многие исследователи, как экспериментально, так и методами теоретического анализа, однако приложение указанных исследований к оценке влияния подстилающей поверхности на переходную характеристику лазерного атмосферного канала рассеяния не производилось.

Сравнительное изучение работ, посвящённых данной тематике показывает, что при аналитическом исследовании рассеяния на статистически неровной поверхности существует несколько адекватных по методике и дополняющих друг друга подходов, причём в основе каждого из них рассматривается взаимодействие монохроматической электромагнитной волны и статистически неровной поверхности в виде комплексного аналитического сигнала

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = 2 \int_0^{\infty} \mathbf{E}_{\omega}(\mathbf{R}) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_{ω} – комплексная амплитуда гармоник с положительной частотой, а поле \mathbf{E} называется комплексным аналитическим сигналом, соответствующим действительному компоненту $\mathbf{E}^{(r)} = \text{Re} \mathbf{E}$. Полное описание статистически неровной поверхности в общем виде определяется n -мерной ($n \rightarrow \infty$) характеристической функцией распределения $F_n(z_1, x_1, y_1, t_1; z_2, x_2, y_2, t_2; \dots; z_n, x_n, y_n, t_n)$, имеющей смысл вероятности того, что значение высоты ζ в точках (x_i, y_i, t_i) ($i = 1, \dots, n$) не превышают величин z_i .

Для изотропных неровностей с квазигармонической функцией корреляции индикатриса рассеяния скалярного поля, рассеянного на ограниченном участке статистически неровной поверхности с гауссовой функцией корреляции имеет вид:

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{k}) = \frac{S_0}{4\pi R_{10}^2 R_{20}^2} \left(\frac{l}{\sigma}\right)^2 \left[\frac{1 - \cos \psi \cos \chi \cos \varphi + \sin \psi \sin \chi}{\sin \psi + \sin \chi} \right]^2 \times \exp \left\{ - \left(\frac{l}{2\sigma}\right)^2 \frac{\cos^2 \psi + \cos^2 \chi - 2 \cos \psi \cos \chi \cos \varphi}{(\sin \psi + \sin \chi)^2} \right\} \quad (2)$$

где R_{10} и R_{20} – расстояния от произвольной точки плоскости до источника и приёмника соответственно, σ^2 – дисперсия высоты, l – длина шероховатости или радиус корреляции поверхности, ψ – угол скольжения, φ –

азимутальный угол, χ – угол места, S_0 – площадь проекции на горизонтальную плоскость рассеивающей поверхности S , k – волновое число, N – направление рассеяния.

Ввиду сложности получения аналитического выражения для передаточной характеристики канала, учитывающей влияние подстилающей поверхности, в предлагаемой работе разработана программная статистическая модель канала распространения лазерного излучения, решающая поставленную задачу методом Монте-Карло, при этом модель канала распространения лазерного излучения представляется в виде четырёхполосника, на вход которого подаётся единичный прямоугольный импульсный сигнал бесконечно малый по длительности, вызывающий появление на выходе отклика, являющегося, фактически, переходной импульсной характеристикой канала.

В структуру алгоритма модели заложена типовая схема канала распространения лазерного излучения, характерная для большинства ЛАЛС, состоящая из электронно-оптического преобразователя (передающего устройства) и оптоэлектронного преобразователя (фотоприёмного устройства), сориентированных в направлении друг друга и расположенных на одной оптической оси, параллельной подстилающей поверхности с априори неопределёнными характеристиками, как по виду и структуре ландшафтного покрытия, так и по рельефу.

Результаты проведённых исследований представлены в виде графиков зависимостей переходной характеристики лазерного атмосферного канала распространения от параметров подстилающей поверхности. На основании полученных результатов проведена оценка влияния подстилающей поверхности на переходную характеристику лазерного атмосферного канала рассеяния.

Пассивный магнитоэлектрический датчик постоянного магнитного поля

Пукинский Юрий Жанович

А. В. Козин, М. В. Захаревич

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Институт электронных и информационных систем

М. И. Бичурин, д.ф.-м.н.

windsoul@yandex.ru

Одним из перспективных направлений использования композиционных феррит-пьезоэлектрических материалов является создание датчиков физических величин с широким частотным диапазоном. Керамическая технология изготовления композиционных материалов обуславливает их низкую стоимость по сравнению с монокристаллическими материалами и позволяет изготавливать датчики в микроэлектронном исполнении.

В свою очередь бурное развитие на сегодняшний день получило направление в беспроводных технологиях – радиочастотная идентификация RFID (Radio Frequency IDentification). RFID технология позволяет конструировать датчики без внутренних источников питания, давая возможность использовать датчики в местах, труднодоступных для человека длительный срок (внутренние объёмы цистерн, фасады зданий и т.д.).

Конструкцию датчика можно разбить на 3 части:

1. датчик постоянного магнитного поля;
2. схема питания и обработки сигнала датчика магнитного поля;
3. схема связи датчика с управляющим устройством.

Датчик постоянного магнитного поля основан на магнитоэлектрическом эффекте в области электромеханического резонанса и конструктивно представляет собой многослойную структуру: Terfenol-D-PZT-Terfenol-D.

К датчику предъявляются следующие требования:

- малые геометрические размеры;
- малая потребляемая мощность;
- получение необходимой точности измерений.

Схема питания и обработки сигнала датчика магнитного поля предназначены для преобразования поступающего питающего электромагнитного поля в постоянное, стабильное питающее напряжение и передачи снятого с датчика сигнала управляющему устройству (компьютеру)

К схеме питания предъявляются следующие требования:

- получение необходимого питающего напряжения за приемлемое время (зависит от выбора геометрических размеров катушки индуктивности и частоты питающего электромагнитного поля)
- приемлемая стабильность преобразованного питающего напряжения.

К схеме обработки сигнала предъявляются следующие требования:

- минимальные искажения, вносимые в сигнал с датчика;
- усиление сигнала до необходимого уровня;
- передача сигнала управляющему устройству посредством электромагнитной волны.

Схема связи датчика с управляющим устройством представляет из себя комплекс устройств, предназначенных для управления передатчиком питающего напряжения и приемником полученного с датчика сигнала.

Использование RFID технологии для проектирования магнитоэлектрического датчика магнитного поля дает следующие преимущества:

- низкая стоимость;
- сверхчувствительность;
- миниатюрные размеры при переходе на высокие частоты;
- применение в местах, труднодоступных для человека;
- отсутствие необходимости замены элемента питания;
- возможность установки нескольких датчиков с последующим их объединением в информационную сеть.

Физическая методика расчета интермодуляционных искажений спектров сигналов

Рассадин Александр Эдуардович

Нижегородское РО НТОРЭС им. А. С. Попова

brat_ras@inbox.ru

Одним из результатов интенсивного развития современной радиотехники в настоящее время стало все более масштабное использование в системах подвижной и спутниковой связи, вещания и беспроводного доступа в сеть Internet сверхширокополосных (СШП; UWB – ultra-wideband) сигналов [1]. Но полезная в этих технических приложениях широкополосность сигналов $((f_{\max} - f_{\min}) / (f_{\max} + f_{\min}) \geq 0,25)$ имеет в силу известного «соотношения неопределенностей» $\Delta f \cdot \Delta t \approx 1$ своим следствием крайне резкие изменения фронтов сигналов во временной области. В результате этого привычные методы расчета интермодуляционных искажений [2], вносимых в цепь нелинейными элементами, становятся недостаточно корректными, и появляется задача разработки более «аккуратных» (в отличие от инженерных подходов) методик расчета прохождения СШП-сигналов через них.

Чтобы прояснить ситуацию, рассмотрим $p-n$ переход (обычный полупроводниковый диод), к которому приложено переменное напряжение $u(t)$. Распределение концентрации избыточных дырок $\delta p(x, t)$ в одномерном приближении описывается уравнением (1) и граничными условиями (2):

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t}(x, t) = D_p \cdot \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2}(x, t) - \frac{\delta p}{\tau_p}(x, t), \quad (1)$$

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} \delta p(x, t) = 0, \quad \delta p(0, t) = p_n \cdot (\exp(\beta \cdot u(t)) - 1), \quad (\text{где } \beta = \frac{e}{k_B \cdot T}). \quad (2)$$

Здесь τ_p – среднее время жизни неравновесных дырок в валентной зоне, p_n – равновесная концентрация дырок в n -области, D_p – коэффициент диффузии дырок. Предполагается, что p -область сильно легирована: $p_p \gg n_n$, и при температуре $T \approx 300\text{K}$ частота переменного напряжения $f \leq 100\text{ГГц}$ (рабочий диапазон частот систем сотовой связи стандарта GSM – 1,8 ГГц, а у систем Wi-Fi и Wi-MAX – 2,4÷6,0 ГГц [1]). Разыскивая решение задачи (1)-(2) стандартным методом преобразования Фурье, получим:

$$\delta p(x,t) = p_n \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \cdot \exp \left[-\frac{x}{L_p} \cdot \sqrt{1 + i \cdot \omega \cdot \tau_p} + i \cdot \omega \cdot t \right] \cdot \frac{d\omega}{2 \cdot \pi}, \quad (3)$$

где $A(\omega)$ – неизвестная функция, а $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$ — длина диффузии дырок.

Из граничного условия (3) определяем неизвестную функцию $A(\omega)$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t) \cdot \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} = \exp(\beta \cdot u(t)) - 1. \quad (4)$$

Плотность тока через полупроводниковый диод равна:

$$j(t) = -e \cdot D_p \cdot \frac{\partial \delta p}{\partial x}(0,t) = \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + i \cdot \omega \cdot \tau_p} \cdot A(\omega) \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t) \cdot \frac{d\omega}{2 \cdot \pi}. \quad (5)$$

Таким образом, формулы (3)-(5) задают оператор, сочетающий нелинейные и дисперсионные эффекты, который отображает функциональное пространство спектров напряжений в функциональное пространство спектров плотностей токов.

В докладе рассмотрено прохождение через полупроводниковый диод импульсов напряжения (с компактным и некомпактным носителем), а также периодической последовательности импульсов напряжения. Численные расчеты (для параметров Si и Ge) выполнены с помощью СКМ Mathematica.

Приведенная выше процедура вполне применима к амплитудной, частотной и многопараметрической модуляции, а также к видам модуляции, распространенным в системах спутниковой связи: двоичной (BPSK) и квадратурной (QSPK) фазовой манипуляции [1]. Перспективой данной работы также является учет влияния неоднородности залегания примеси при легировании полупроводника [3], что уже необходимо принимать во внимание при создании «продвинутых» (advanced) отечественных САПР по проектированию полупроводниковых приборов [4].

Список публикаций:

- [1] 110 лет радио: Сб. статей / Под ред. Ю. В. Гуляева, М. А. Быховского. – М.: Радиотехника, 2005.
- [2] Князев А. Д. Элементы теории и практики обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств. – М.: Радио и связь, 1984.
- [3] Кондраченко Л. А., Рассадин А. Э., Чистяков А. С. Моделирование процесса нелинейной высокоградиентной диффузии в полупроводниках // Письма в ЖТФ, 2005, том 31, вып. 3.
- [4] Форум ИАЦ по параллельным вычислениям: <http://hp.parallel.ru/parBB/viewtopic.php?t=1347>.

Построение алгоритма конечного автомата для расчета параметров СВЧ – устройств по методу направленных графов на примере измерителя КСВН на базе рефлектометра и ГКЧ с ЖИГ перестройкой.

Романов Александр Алексеевич

Кубанский государственный университет

Коротков Константин Станиславович, д.т.н.

NihilitySacrificer@rambler.ru

Определение параметров СВЧ-цепей – довольно трудоемкий процесс, сложность которого экспоненциально возрастает с увеличением числа исследуемых элементов. Важнейшими из этих параметров являются комплексные коэффициенты передачи и отражения. Эти показатели являются базовыми, т.е. определив их с достаточно высокой точностью, можно рассчитать такие характеристики как коэффициенты стоячей волны в линии, коэффициенты отражения нагрузок, коэффициенты пропускания n-полюсников, и т.д.

Возможность инструментального определения комплексных величин S-параметров позволяет более качественно проектировать СВЧ узлы. В этой связи, главным критерием качества определения S – параметров является точность, характеризующаяся погрешностью измерения.

Для этой цели и необходима нормировка погрешностей, связанная в первую очередь с параметрами калибровочных мер, а не параметрами собственно средств измерения. Такой подход позволяет строить многоступенчатую систему метрологического обеспечения измерения комплексных параметров на СВЧ.

Одним из наиболее эффективных методов вычисления данных параметров является метод ориентированных графов, основанный на представлении СВЧ – цепей в виде совокупности узлов (вершин) и направленных отрезков (ребер), который позволяет наглядно представить взаимосвязи параметров устройства.

Однако в более – менее сложных устройствах такой метод становится очень трудоемким. Одним из очевидных решений проблемы является автоматизация данного метода.

Подобная задача возникла при вычислении малых погрешностей измерителя КСВН на базе рефлектометра и ГКЧ с ЖИГ перестройкой.

Поскольку ее решение основано на правиле некасающегося контура и связана с большим количеством повторяющихся однотипных операций, для ее решения может быть использован алгоритм конечного автомата (алгоритм, совершающий определенную последовательность операций в зависимости от входных данных). Таким образом, задачу можно разбить на следующие составляющие:

- Выявление наиболее короткого пути передачи между указанными узлами.
- Выявление в указанной области графа всех контуров до n – го (наибольшего) порядка включительно.
- Выявление контуров, не имеющих общих узлов с выбранным путем (не касающихся к нему).
- Построение аналитической формулы для передачи заданного пути с учетом влияния паразитных передач и/или несогласованностей контуров (по правилу некасающегося контура).
- Задание входных параметров измерителя.
- Вычисление погрешности.

Данный алгоритм был реализован на языке программирования Object Pascal, с использованием SQL серверной базы данных.

Микрополосковый резонансный датчик и методика определения диэлектрической проницаемости пористых сред на СВЧ

Тимашов Владислав Александрович

Институт естественных и гуманитарных наук Сибирского федерального университета

Дрокин Николай Александрович, к.ф.-м.н.

vladislav-timashov@yandex.ru

Требования, предъявляемые к современным жидкокристаллическим устройствам отображения информации, микроэлектроники и СВЧ техники стимулируют продолжение исследований по разработке и реализации различных композитных структур, в которых жидкий кристалл (ЖК) заключен в твердую матрицу. Для исследования частотной зависимости диэлектрической проницаемости (ДП) жидкокристаллических веществ в нанопоровых полимерных матрицах разработаны датчики на основе частотно перестраиваемых измерительных микрополосковых резонаторов, которые имеют малые размеры и позволяют значительно повысить точность измерения ДП в дециметровом диапазоне длин волн при работе с малым количеством вещества. Наиболее подходящим и удобным в работе датчиком является конструкция кольцевого типа.

К настоящему времени диэлектрические характеристики ЖК изучались в пористых стеклах, а также в матрицах с параллельными цилиндрическими порами. Среди таких матриц наиболее широкое распространение имеют (Aporoge membranes), получаемые методом электрохимического анодирования, и пористые полимерные пленки, поры в которых создаются методом облучения тяжелыми ионами (Nuclepore membranes, ядерные поры).

Для данной работы с помощью специальной технологии были изготовлены две матрицы в форме дисков с диаметром пор 100 и 5 мкм и толщиной дисков 0.975 и 0.996 мм соответственно. Относительная концентрация пор определяется прямым подсчетом отношения поровых отверстий к общей площади матрицы и составляет величину $\nu = 0.2 \pm 0.02$ (20%) для матрицы с порами 100 мкм и $\nu = 0.52 \pm 0.02$, для матрицы с порами 5 мкм.

Выбор матриц с такими характеристиками обусловлен тем, что ЖК в них существенно не изменяет свои морфологические и диэлектрические свойства. Это позволяет наиболее просто отрабатывать методику диэлектрических измерений таких сред с помощью высокочувствительных микрополосковых резонансных датчиков дециметрового диапазона длин волн. В таких устройствах образец помещается в измерительную ячейку (сосредоточенную емкость), расположенную в пучности СВЧ электрического поля резонатора.

Так как поверхность пленки параллельна обкладкам конденсатора, измерительную ячейку можно представить как регулярную двухслойную систему.

Методика измерений абсолютных значений ДП ЖК в порах сводится к следующему: измеряются резонансные частоты измерительной ячейки с пустой пористой матрицей и с матрицей, в поры которой помещен ЖК. Из разницы резонансных частот по калибровочной зависимости вначале определяется эффективная диэлектрическая проницаемость матрицы с порами и рассчитывается диэлектрическая проницаемость материала матрицы.

Для обоих образцов матриц с порами 100 и 5 мкм эта величина получилась одинаковой и равной 5.65.

Далее поровая матрица заполнялась ЖК при температуре $t=60\text{ }^{\circ}\text{C}$ и выдерживалась в течение 6 часов. После этого обычно следует процедура очистки поверхности матрицы с помощью впитывающих фильтров. Как оказалась, для данных поровых матриц такая процедура приводит к неконтролируемому удалению ЖК из капилляров. В связи с этим в данной методике производилось полное одновременное заполнение, как пор, так и зазора между матрицей и стенками измерительной ячейки жидким кристаллом.

Аналогично предыдущему проводится измерение разности частот резонансов между пустой и заполненной ЖК ячейкой, определяется эффективная ДП и рассчитывается ДП жидкого кристалла в порах.

Применяемая аппаратура для измерения частоты и амплитуды резонанса позволяет достичь абсолютной точности определения диэлектрической проницаемости $(2 \div 3) \pm 0,02$. Для 100 микронных пор с учетом погрешности определения относительной концентрации пор получено значение $2.6 \pm 0,05$, что соответствует массивному ЖК. Для 5 мкм пор из-за большой погрешности определения концентрации пор вычисленные значения ДП находятся в пределах $2.5 \div 3,5$.

Таким образом, в настоящей работе получены выражения для расчета ДП ЖК в порах матриц и предложена методика полного заполнения измерительной ячейки и пор ЖК. Измерены абсолютные значения ДП на частоте 480 МГц при $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$. Показано, что для корректного определения ДП в порах требуется знание относительной концентрации пор с точностью не хуже 2 %.

Моделирование симметричного мультифрактального процесса

Филимонов Владимир Александрович

Нижегородский государственный университет

Саичев Александр Иванович, д.ф.-м.н.

vladimir.filimonov@wl.unn.ru

Изучение мультифрактальных процессов началось сравнительно недавно, однако к настоящему времени эта область теории случайных процессов завоевала значительный интерес физиков и математиков, т.к. описываемый ею круг процессов весьма многообразен – начиная от развитой турбулентности и физики высокоэнергетических частиц вплоть до биологии и финансов. Пожалуй, наиболее адекватной моделью мультифрактальности является модель, предложенная в статье [1]. Однако рассмотренный в указанной работе монотонно возрастающий мультифрактальный процесс не всегда является адекватной моделью. В настоящей работе на основе указанной модели рассматривается более распространенный симметричный мультифрактальный процесс, изучаются его моменты и мультифрактальный спектр.

Представим q -й момент приращений процесса $X(t)$ в виде:

$$M_q(l) = \left\langle |X(t+l) - X(t)|^q \right\rangle = K_q l^{\zeta_q}, \quad (1)$$

где K_q и ζ_q – некоторые функции величины q . Зависимость ζ_q от порядка q называется мультифрактальным спектром процесса. В случае, если эта зависимость нелинейна, то говорят, что процесс $X(t)$ – мультифрактален. Представим приращения мультифрактального процесса в виде:

$$\delta X_l(t) = X(t+l) - X(t) = \int_{t-1}^t \xi(t') e^{\omega(t')} dt', \quad (2)$$

где $\omega(t)$ – некоторый авторегрессионный процесс:

$$\omega(t) = \int_{-\infty}^t \mu(t') h(t-t') dt', \quad (3)$$

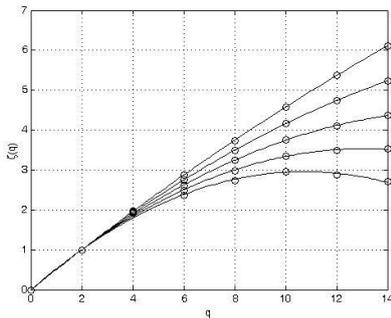
а $\mu(t)$ и $\xi(t)$ – два некоррелированных гауссовых процесса с нулевыми средними и заданными дисперсиями D_1 и D_2 . В качестве выражения для ядра процесса $\omega(t)$ выберем медленно спадающую функцию:

$$h(t) = \frac{h_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\varphi + 1/2}} \chi(t), \quad (4)$$

где $\chi(t)$ – единичная функция Хевисайда, τ – некоторый характеристический масштаб мультифрактальности, а φ – малый параметр.

В силу симметричности процесса $X(t)$, все нечетные моменты будут равняться нулю. Используя некоррелированность гауссовых процессов $\mu(t)$ и $\xi(t)$ можно получить аналитические выражения для четных моментов процесса $X(t)$. Не выписывая сами выражения в силу громоздкости, отметим лишь, что составляющие их интегралы вычислить аналитически не представляется возможным. Для определения спектра процесса введем понятие локального показателя:

$$\zeta_q(l) = \frac{l}{M_q(l)} \frac{dM_q(l)}{dl}. \quad (5)$$



Существенная немонотонность локального показателя приводит к необходимости выбора так называемого эффективного показателя ζ_q^{eff} , который в некотором смысле будет аппроксимировать зависимость $\zeta_q(l)$. Наиболее правильным, на наш взгляд, способом определения эффективного масштаба, является метод, учитывающий особенность поведения локального показателя на масштабах, на которых процесс имеет существенно мультифрактальный характер. Как показывают результаты численного счета, зависимость $\zeta_q(l)$ имеет единственный экстремум (минимум), причем величина этого минимума существенно зависит от параметров процесса.

Принимая указанный минимум в качестве эффективного показателя ζ_q^{eff} , можно получить вид мультифрактального спектра процесса $X(t)$.

На приведенном рисунке представлены спектры процесса $X(t)$ для разных значений параметров. Как видно из графиков, зависимость ζ_q существенно нелинейна, а значит, рассматриваемый процесс является мультифрактальным.

Список публикаций:

[1] A. Saichev, D. Sornette. *Generic multifractality in exponentials of long memory processes* // *Phys. Rev. Lett.*, Vol.74, 2006.

Исследование магнитоэлектрического гиратора

Филиппов Андрей Вячеславович

Белый Сергей Владимирович, Джуни Жай

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Бичурин Мирза Иمامович, д.ф.-м.н.

cyberleaf@gmail.com

В работе Теллегена (1948 год) рассмотрена возможность создания идеального гиратора, основанного на магнитоэлектрическом взаимодействии. Среди известных электрических элементов – резистора, конденсатора, катушки индуктивности и трансформатора, гиратор является пятым основным элементом. Предложенный магнитоэлектрический гиратор представляет собой импедансный преобразователь, преобразующий, например, емкость в индуктивность $L=G^2C$ (L – индуктивность, C – емкость, G – коэффициент гирации) и т.д. В настоящее время имеется схмотехническая реализация гиратора, и она активно применяется при построении RC фильтров. Но дальнейшая микроминиатюризация устройств требует применения новых функциональных элементов и в связи с получением гигантского магнитоэлектрического эффекта стала возможной реализация идеального гиратора.

Новизна устройства является успешным шагом в конкуренции с катушками индуктивности и сложными схемами. Важное применение гиратора в замене катушек индуктивности – сложных в изготовлении и по воспроизводимости параметров – в фильтрах и различных схемах промышленной и бытовой техники. Работа магнитоэлектрического гиратора основывается на применении «вторичного» эффекта в цепочке «магнитострикция – упругая деформация – пьезоэлектрический эффект», наблюдаемого в слоистых и объемных магнитострикционно-пьезоэлектрических композиционных материалах.

Предлагаемый гиратор представляет собой трёхслойный композит со слоями из пермендюра и цирконат-титаната свинца (ЦТС), склеенными между собой. Размеры слоёв $12 \times 6 \times 1 \text{ мм}^3$ и $12 \times 6 \times 0,5 \text{ мм}^3$, соответственно. По результатам эксперимента были получены линейные зависимости изменения выходного сопротивления (от 300 Ом до 1 кОм) от входного (от 100 Ом до 10 Ом), а так же индуктивности во входной цепи (30 мкГн до 150 мкГн) от емкости на входе гиратора (от 100 пФ до 5000 пФ) как в прямом, так и в обратном направлениях. МЭ гиратор работал в широком диапазоне частот от 20 кГц до 200 кГц. Было проведено компьютерное моделирование различных режимов работы гиратора. В процессе моделирования была получена эквивалентная схема гиратора и рассчитаны нагрузочные сопротивления. Кроме того, было определено влияние различных элементов схемы на работу гиратора и найдены их оптимальные значения, необходимые для получения максимально возможного эффекта преобразования. Исследуемый гиратор обладал коэффициентом гирации равным 170 Ом на частоте электромеханического резонанса $\sim 88 \text{ кГц}$.

Среди подобных устройств, магнитоэлектрический гиратор не имеет аналогов в оптимальном сочетании параметров преобразования, энергопотребления, частотного диапазона применения и наименьшей себестоимости в случае изготовления. Он обладает стойкостью к радиационному излучению, малыми массогабаритными параметрами и возможностью работы в пассивном режиме. Как один из основных элементов схемы, гиратор может упростить решение многих сложных проблем и тем самым найти широкое применение в функциональной электронике.

Об улучшении предельной чувствительности телевизионных приемников при влиянии шумовой температуры антенны

Хазза Абдельтауаб Сейф

Таганрогский государственный радиотехнический университет

Галустов Геннадий Григорьевич

abdultawab@yandex.ru

При проектировании приемных систем телевизионного вещания приходится многократно решать задачу оценки различных вариантов схемотехнических решений с целью выбора оптимальных параметров функциональных узлов высокочастотного тракта. Выполнение для каждого варианта схемотехнических решений расчетов с помощью полных математических моделей практически невыполнимо. Наиболее целесообразным является использование фрагментов полной макромодели. В полной математической модели объекта таких фрагментов может быть несколько. Широко используются фрагменты макромодели типовых элементов конструкций [1]. Проведем формирование фрагмента математической модели высокочастотного тракта приемной телевизионной системы, который бы учитывал влияние шумовой температуры приемной антенны на динамический диапазон по блокированию. Для систем вещательного телевидения в метровом и дециметровом диапазонах длин волн характерным является то, что при той или иной территориальной плотности размещения телевизионных передатчиков образуются как смежные, так и совмещенные каналы. Общесоюзные нормы [2], регламентируют только допустимые значения защитных отношений при простом и точном совмещении несущих частот (СНЧ), а что касается нижнего и верхнего смежных каналов, то этими нормами устанавливается граничное значение защитного отношения – минус 6 дБ. Несущие частоты других смежных каналов обязательным образом попадают в полосы блокирования. Шумовая модуляция мощной внеполосной помехи шумами гетеродина, иначе обратное преобразование шумов гетеродина, приводит к уменьшению энергетического отношения сигнал-шум на выходах усилителей промежуточных частот изображения и звука. Этот вид блокирования – обычное явление в телевизионных приемниках, содержащих цифровые синтезаторы частот. В работе представлены результаты краткого анализа влияния шумовой температуры антенны и собственных шумов приемного устройства на его динамический диапазон по блокированию. При этом полагается, что блокирование осуществляется в УРЧ. Динамический диапазон по блокированию является параметром характеристики частотной избирательности (ХЧИ) по блокированию, представляющий собой зависимость амплитуды $A_{II}(f)$ (или мощности) мешающего гармонического сигнала на входе приемника от частоты этого сигнала при одновременном действии полезного сигнала с амплитудой $A_C(f_0)$ на частоте f_0 при заданном коэффициенте блокирования. Определяется динамический диапазон по блокированию как отношение ХЧИ по блокированию при заданной частотной расстройке относительно основного канала приема к чувствительности приемника [3]. Его верхняя граница характеризует уровень восприимчивости приемника к помеховым сигналам, вызывающим блокирование. Для оценки динамического диапазона по блокированию обычно используют коэффициент блокирования $\tilde{k}_{БЛ}$, выраженный через отношение сигнал-шум на выходе тракта промежуточной частоты при наличии мешающего сигнала к сигнал-шум также на выходе, но при отсутствии помехового сигнала. Нетрудно видеть, что чем меньше шумовая температура приемной антенны, тем больше динамический диапазон по блокированию. При заданном значении

t_A с целью его увеличения и, следовательно, снижения восприимчивости телевизионного приемника к сигналам смежных каналов, способных вызывать блокирование, необходимо улучшать предельную чувствительность за счет минимизации нормального интегрального коэффициента шума радиотракта и обеспечивать максимальную частотную избирательность в полосах блокирования всех устройств, устанавливаемых в селекторе каналов как до УРЧ, так и после него. Заметим, что под улучшением предельной чувствительности следует понимать уменьшение уровня полезного сигнала, а под снижением восприимчивости к помехам, вызывающим блокирование, следует понимать обеспечение условий функционирования селектора каналов, при которых блокирование вызывается помеховыми сигналами с как можно более высокими уровнями. В рамках поставленных задач впервые проведено формирование фрагмента макромодели высокочастотного тракта приемной телевизионной системы, учитывающей влияние его собственного шума и шумов, создаваемых антенной, на динамический диапазон по блокированию. Актуальность решения поставленных задач не вызывает сомнений, так как для систем вещательного телевидения характерным является обязательное попадание несущих частот смежных телевизионных каналов в полосы блокирования. Несомненная полезность сформированного фрагмента макромодели высокочастотного тракта заключается в том, что аналитические выражения для динамических диапазонов по блокированию, соответствующих как реальной, так и предельной чувствительностям приемной системы, учитывают характер нелинейности функционального узла, в котором осуществляется блокирование, собственные шумы высокочастотного тракта и шумы, создаваемые антенной.

Список публикаций:

- [1] Норенков И. П. Введение в автоматизированное проектирование технических устройств и систем: Учеб. пособие для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, 1986. – 304 с.
 [2] Общесоюзные нормы на защитные отношения для систем вещательного телевидения: нормы 24–88: Утв. ГКРЧ СССР 30.12.88. – М.: ХОЗУ Минсвязи СССР, 1988 – 20 с.
 [3] Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и систем / В. И. Владимиров, А. Л. Докторов, В. Ф. Елизаров и др.; Под ред. Н. М. Царькова. – М.: Радио и связь, 1983 – 272 с.

Исследование влияния ЭД параметров нелинейного шарообразного отражателя на его радиолокационные характеристики

Хрипков Александр Николаевич

Таганрогский технологический институт

Петров Борис Михайлович, д.т.н.

akhripkov@mail.ru

Эффект нелинейного рассеяния (ЭНР) заключается в том, что при возбуждении тел с нелинейными электродинамическими (ЭД) свойствами электромагнитным (ЭМ) полем спектр рассеянного ЭМ поля обогащается по сравнению со спектром стороннего ЭМ поля различными комбинационными частотами.

В связи с развитием нелинейной радиолокации, исследованием параметров антенн с нелинейными элементами и разработкой специальных материалов с нелинейными ЭД свойствами, на кафедре Антенн и радиопередающих устройств ТТИ проводятся теоретические и экспериментальные исследования ЭНР ЭМ поля на телах с нелинейными ЭД свойствами. Предложен подход [1], аналогичный применению граничных условий (ГУ) импедансного типа, суть которого состоит в том, что внутреннее поле области, заполненной нелинейным веществом, не рассматривается; на основе нелинейных уравнений Максвелла [2] и материальных уравнений вещества (заданных его вольтамперной характеристики) на поверхности области устанавливаются нелинейные ГУ, описывающие влияние ЭД параметров этого объема на внешнее ЭМ поле.

Данный подход применен к поставке и решению граничных задач возбуждения ЭМ полем шара из нелинейного по электрическому полю однородного вещества, а также магнитодиэлектрического шара, покрытого слоем нелинейного вещества. Составляющие векторов напряженностей ЭМ поля в нелинейном веществе шара представлены обобщенным рядом Фурье во временной области (набором комбинационных составляющих векторов ЭМ поля). Положено, что комплексные амплитуды (КА) составляющих векторов напряженностей ЭМ поля в шаре могут быть представлены в виде наложения ЭМ волн электрического и магнитного типов, которые записываются в виде системы сферических пространственных гармоник [3] порядков n, m . Установлены нелинейные ГУ на поверхности шара, являющиеся обобщением строгих ГУ [3] на случай, когда вещество шара обладает нелинейными по электрическому полю свойствами:

$$\pm i \frac{k_{1v}}{W_{1v}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left(Z_{n,v}^{1\Omega} \dot{H}_{\theta}^{\Omega} (p) + Z_{n,v}^{1M} \dot{H}_{\theta}^M (p) \right) \approx j_{\theta}^1 (p) \delta_v^0 + i \frac{k_{1v}}{W_{1v}} \dot{E}_{\theta} + \sum_{q=2}^{\infty} \Phi_{q,v}^1 \tilde{E}_{\theta} (q, p), \quad R = a. \quad (1)$$

Здесь a – радиус шара; коэффициенты распространения $k_{1\nu}$ и характеристические сопротивления $W_{1\nu}$ вещества на комбинационной частоте ω_ν определены в [3], $\Phi_{q,\nu}^1 = j_q^1 + i\omega_\nu D_q^1$ – коэффициенты разложения вольтамперной характеристики вещества шара в ряд Тейлора при q – м слагаемом, $j_{\rho(\theta)_0}^1$ – постоянная (во времени) составляющая плотности тока проводимости в веществе шара.

$$Z_{n,\nu}^{1\Omega} = -iW_{1\nu} \frac{\partial_a (aj_n(k_{1\nu}a))}{k_{1\nu}aj_n(k_{1\nu}a)}, Z_{n,\nu}^{1M} = iW_{1\nu} \frac{k_{1\nu}aj_n(k_{1\nu}a)}{\partial_a (aj_n(k_{1\nu}a))}; \tilde{E}_{\rho,\nu}^1(q,p) = \sum_{\eta=1}^{\infty} \tilde{E}_{\rho,\eta}^1(q-1,p) \dot{E}_{\rho,\nu-\eta}^1(p).$$

$$\omega_\nu = \sum_{\mu=-l}^l l_{\mu\nu} \omega_\mu^i, \nu = -\infty, \dots, \infty, l_{\mu\nu} = 0, 1, 2, \dots; \omega_1^i, \omega_2^i, \dots, \omega_l^i – частоты стороннего ЭМ поля.$$

ЭД характеристики шара в нелинейных ГУ (1) связывают между собой касательные составляющие КА векторов $\dot{E}_\nu^B, \dot{H}_\nu^B$ полного ЭМ поля вне шара, которые могут быть определены из (1) путем решения системы нелинейных уравнений.

Отметим ряд установленных в результате проведенных исследований закономерностей влияния ЭД параметров материала шара на его двупозиционные диаграммы рассеяния (ДДР) и нелинейные эффективные площади рассеяния (НЭПР) [4] σ_ν на комбинационных частотах ω_ν . В линейном случае, в направлении на источник стороннего ЭМ поля отсутствуют кроссполяризационные составляющие поля рассеяния. С увеличением $\Phi_{q,\nu}^1$ либо напряженности воздействующего на нелинейное вещество стороннего ЭМ поля, наряду с увеличением НЭПР значительно увеличивается ЭПР на кроссполяризации. Это вызвано тем, что часть энергии спектральных составляющих ЭМ поля на частотных гармониках переносится на частоты воздействующего ЭМ поля. При этом, спектральные составляющие ЭМ поля в нелинейном веществе на частотах воздействия оказываются деполаризованными. КА составляющих векторов напряженностей ЭМ поля на частотах воздействия на согласной поляризации определяются, в основном, линейными параметрами вещества шара $\varepsilon_{a1}, \mu_{a1}, \sigma_1$ и его радиусом a . Изменение $\Phi_{q,\nu}^1$ и КА напряженности воздействующего на нелинейное вещество ЭМ поля для квадратичного участка амплитудной характеристики вещества вызывает изменение величины ЭПР шара на (1 – 3) дБ. КА составляющих векторов ЭМ поля рассеяния на частотных гармониках ω_ν на согласной и на кросс поляризациях имеют уровни одного порядка.

Если глубина проникновения ЭМ поля значительно превышает диаметр шара, его увеличение эквивалентно увеличению объема, в котором происходит нелинейное взаимодействие спектральных составляющих ЭМ поля. При этом, изменение уровней КА составляющих векторов напряженностей ЭМ поля на комбинационных частотах второго – третьего порядков происходит так, что относительные НЭПР шара остаются неизменными ($\sigma_\nu(a)/\sigma_1(a) \approx \text{const}$). Электрические радиусы шара на частотных гармониках пропорциональны порядку этих гармоник ($k_\nu a \approx \nu k_1 a$), с увеличением радиуса шара увеличивается число пространственных гармоник спектральных составляющих индуцированного в шаре ЭМ поля, что обуславливает осциллирующий характер зависимостей НЭПР от радиуса шара и увеличение числа лепестков ДДР шара с его увеличением.

В случае тонкого слоя нелинейного вещества на металлическом шаре незначительное изменение электрической толщины слоя $\Delta a/\lambda_1$ вызывает резкое изменение уровней спектральных составляющих напряженностей рассеянного ЭМ поля на комбинационных частотах ω_ν . При $\Delta a < 0,05\lambda_1$ проявление ЭПР незначительно.

Список публикаций:

- [1] Петров Б. М. Импедансные нелинейные граничные условия. // Изв. Вузов. Радиоэлектроника, 2003. т.38, №1, – с.18-25.
- [2] Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.:изд.Г.линия,–2003.–558с.
- [3] Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.-Л., ОГИЗ – Гостехиздат, 1949. 539 с.
- [4] Горбачев А. А. Особенности зондирования электромагнитными волнами сред с нелинейными включениями. – Радиотехника и электроника, 1996, № 2, т. 41, с. 152-157.

Электромагнитные процессы в запредельном двухслойном круглом волноводе

Ширенкова Ольга Игоревна

Томский государственный университет

Жуков Андрей Александрович, к.ф.-м.н.

gyk@elefot.tsu.ru

Известно, что запредельные многослойные круглые волноводы и измерительные ячейки на их основе используются для контроля диэлектрических свойств материалов и сред [1, 2]. В данной работе показывается, что на основе запредельного двухслойного круглого волновода также возможно создание преобразователей для контроля магнитной проницаемости веществ.

Базовой электродинамической моделью измерительных ячеек для исследования электрических и магнитных свойств различных материалов и сред волноводным методом в широком диапазоне частот является круглый осесимметричный волновод. Поперечное сечение волновода представляет собой набор примыкающих друг к другу коаксиальных цилиндрических слоёв. Количество цилиндров и соотношение их параметров определяют постоянную распространения $k_0\Gamma = k_0\Gamma' + jk_0\Gamma''$ на заданной частоте $\omega = k_0 \cdot c$ электродинамического процесса.

Постоянная распространения определяется из решения уравнений Максвелла для поставленной граничной задачи. С учётом непрерывности касательных составляющих полей на границе раздела сред, условий в центре волновода и на внешней границе формируется дисперсионное уравнение. При таком подходе дисперсионное уравнение формируется в неявном виде и допускает лишь численный анализ. На основе рассмотренной модели проведён анализ поведения волн HE_{11} и H_{01} в запредельном двухслойном круглом волноводе.

На рис.1 приведена зависимость мнимой части постоянной распространения волны HE_{11} двухслойного волновода от радиуса внутреннего слоя r_1 , нормированного на радиус R_α волновода. Диэлектрические проницаемости слоев взяты равными ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 20$). Магнитная проницаемость внешнего слоя взята равной 20. Магнитная проницаемость внутреннего слоя принималась равной набору значений ($\mu_1 = 1, 4, 10, 20, 40, 100$). Из рисунка видно, что затухание волны HE_{11} существенно зависит от отношения μ_1/μ_2 магнитных проницаемостей слоев волновода. Такое поведение мнимой части постоянной распространения вызвано переотражением электромагнитного поля от границы раздела слоев и стенки волновода.

Подобные исследования проведены и для волны H_{01} . На рис.2 приведена зависимость мнимой части постоянной распространения этой волны от радиуса внутреннего слоя r_1 , нормированного на радиус R_α волновода. Из рисунка видно, что затухание этой волны также сильно зависит от отношения μ_1/μ_2 магнитных проницаемостей слоев волновода. Причем в зависимости от соотношения радиусов слоев величина $k_0\Gamma''$ может быть как больше, так и меньше затухания волны H_{01} в однородном волноводе (значения $k_0\Gamma''$ при $r_1/R_\alpha = 0$ и $r_1/R_\alpha = 1$).

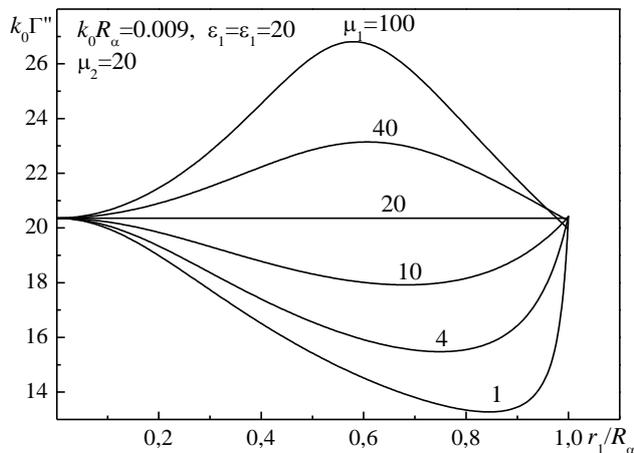


рис.1.

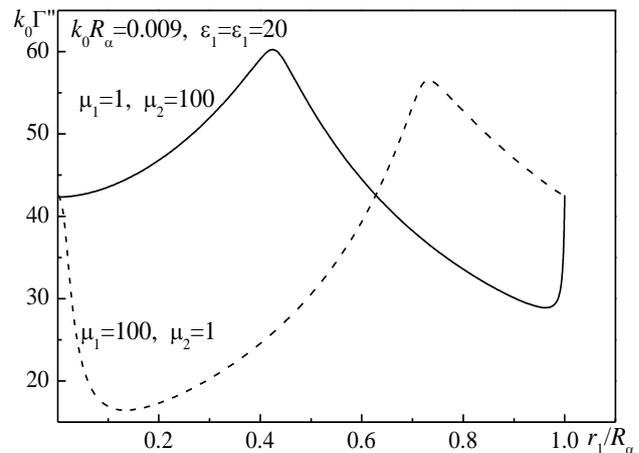


рис.2.

Установленные особенности поведения мнимой части постоянной распространения волн HE_{11} и H_{01} в запердедном двухслойном круглом волноводе могут быть использованы при разработке устройств измерения магнитной проницаемости материалов и сред.

Список публикаций:

[1] Жуков А. А., Редькин Г. А., Мудров А. Е., Хасанов В. Я. Контроль электрофизических параметров текучих сред радиоволновыми методами на запердедных волноводах // Дефектоскопия. – 1998. – № 10. – С. 47–58.

[2] Редькин Г. А., Мудров А. Е., Жуков А. А. и др. Устройство для измерения электрофизических свойств текучей среды в трубопроводе. Патент РФ №2203482 от 27.04.2003

Исследование фазового перехода в полярных жидкостях по диэлектрическим спектрам на СВЧ

Ютлин Максим Андреевич

Томский государственный университет

Кочеткова Татьяна Дмитриевна, к.ф.-м.н.

re80@webmail.tsu.ru

Различное проявление взаимодействия вещества и поля в различных участках спектра частот широко используют в научных исследованиях, заводской и лабораторной практике для изучения свойств, установления изменения структуры, контроля заданных свойств и состава веществ в различных агрегатных состояниях.

В качестве объекта исследования были выбраны: дистиллированная вода и растворы этилового спирта, как простые и доступные образцы полярных жидкостей. Кроме того, область аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости этих жидкостей лежит как раз в СВЧ диапазоне, поэтому взаимодействие электромагнитного поля с веществом наиболее интенсивно.

Для различных целей используют разнообразные методы измерения: волноводные, резонансные, кондуктометрические. В данной работе приведены результаты измерения диэлектрической проницаемости дистиллированной воды на анализаторе цепей E8363B Agilent Technologies.

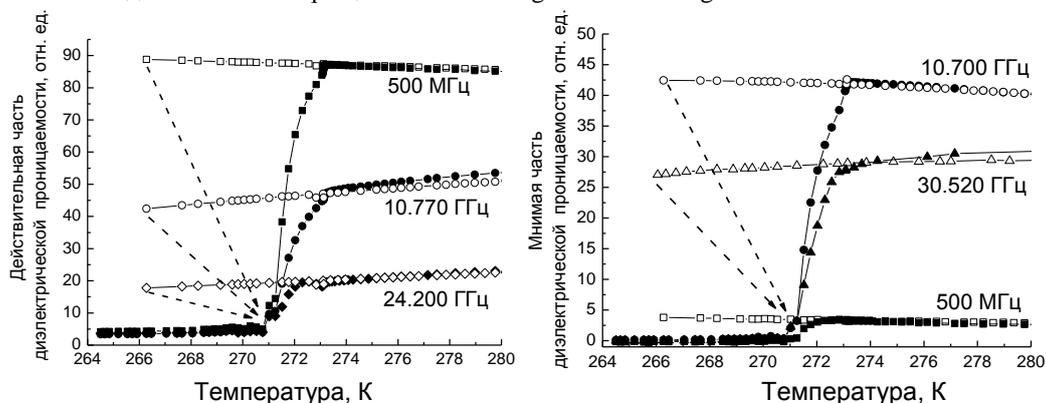


рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости воды на различных частотах: пустые значки – охлаждение, сплошные – нагревание.

При измерениях мы наблюдали явление переохлажденной воды и гистерезис диэлектрической проницаемости при понижении и повышении температуры (рис. 1). Подобные зависимости получены нами для ряда концентраций водных растворов этилового спирта от 10 % до 80 % на частотах от 500 МГц до 40 ГГц. Эти данные содержат объективную информацию о процессах в жидкостях и позволяют рассчитать температурную зависимость времени релаксации и другие величины.

Влияние электромагнитного поля при измерениях диэлектрической проницаемости детально не освещено в публикациях. В связи с этим в данной работе изучалось влияние СВЧ поля на процессы в жидкостях, в частности, при фазовом переходе. Для этого образец жидкости помещался в микрополосковый резонатор, где происходило постоянное взаимодействие электромагнитного поля с веществом.

Была проанализирована зависимость температуры замерзания водных растворов этилового спирта от процентного содержания спирта (рис. 2). За основу были взяты литературные данные о температуре замерзания водных растворов спиртов, которые измерялись без воздействия электромагнитного поля. Температуру затвердевания раствора определяли как температуру, при которой происходит резкое уменьшение действительной и мнимой составляющей диэлектрической проницаемости, что соответствует изменению

структуры жидкости при переходе в другое агрегатное состояние. Из графика видно, что чем выше концентрация, тем ниже температура замерзания. Под воздействием поля температура замерзания сместилась в отрицательную область. На графике приведены такие зависимости для двух частот 1.483 ГГц и 1.678 ГГц. И для всех характерно смещение вниз относительно замерзания без поля. Четкой зависимости от концентрации величины смещения не выявлено.

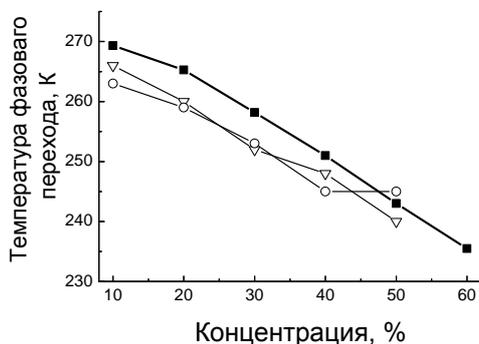


рис.2. Зависимость температуры фазового перехода от концентрации этилового спирта в растворе:
■ – литературные данные затвердевания раствора без влияния поля, ○ – на частоте $f = 1.483$ ГГц, Δ – на частоте $f = 1.678$ ГГц.

Этот эффект можно объяснить тем, что поле оказывает разупорядочивающее действие на молекулы в растворе и поэтому требуется более холодные температуры, чтобы жидкость стала затвердевать, т.е. упорядочиваться.

Проведенные наблюдения показывают, что при измерении диэлектрической проницаемости вещества под воздействием электромагнитного поля при фазовых переходах в нем при изменении другого фактора, например, температуры, следует количественно сравнивать влияние обоих воздействий.

