МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издаётся с апреля 1958 г.

Том XLVIII № 10–11 Нижний Новгород 2005

Содержание

Братман В. Л., Калынов Ю. К., Мануилов В. Н., Самсонов С. В. Субмиллиметровый гиротрон с большой орбитой 823

Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кузиков С. В., Кулагин И. С., Лыгин В. К., Моисеев М. А., Петелин М. И., Шевченко А. С. Импульсный гироклистрон на объёмной моде высокого порядка 830

Гольденберг А. Л., Глявин М. Ю., Завольский Н. А., Мануилов В. Н. Технологический гиротрон с низким ускоряющим напряжением 835

Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Кузиков С. В., Песков Н. Ю., Сергеев А. С.,Заславский В. Ю., Аржанников А. В., Калинин П. В., Синицкий С. Л., Тумм М. Особенности спектра мод планарных структур с двумерной брэгговской гофрировкой (теория и «холодный» эксперимент) 842

Розанов С. Б., Собельман И. И., Божков В. Г., Есепкина Н. А., Игнатьев А. Н., Кропоткина Е. П., Круглов С. К., Никифоров П. Л., Перфильев В. И.,Пирогов Ю.А., Саенко И. И., Соломонов С. В., Турыгин С. Ю., Штанюк А. М. Создание радиоспектрометров в 1,5- и 2-миллиметровом диапазонах длин волн для атмосферных исследований с оптимизированными характеристиками 857

Вдовин В. Ф., Коротаев Д. В., Криворучко В. И., Кукин Л. М., Лапкин И. В., Федосеев Л. И. Исследование влияния охлаждения на параметры миллиметровых усилителей высокой частоты, смесителей и смесительно-усилительных модулей промышленного изготовления 863

Кошуринов Е. И. Некоторые возможности корреляционной обработки сигнала гомодинного радиолокатора с непрерывным частотно-модулированным излучением 869

Вдовин В. Ф. Вопросы криостатирования сверхпроводниковых и полупроводниковых приёмников излучения в диапазоне 0,1÷1,0 ТГц 876

Ракуть И. В., Пелюшенко С. А., Пелюшенко А. С., Железняков Ю. А. Исследование неоднородностей протяжённых сред методом пассивно-активной радиометрии в миллиметровом диапазоне длин волн 890

Кропоткина Е. П., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Соломонов С. В. Исследование изменений вертикального распределения озона над Москвой и Апатитами на миллиметровых волнах 899

Швецов А. А., Коротаев Д. В., Федосеев Л. И. Дистанционное зондирование земных покровов в линии излучения кислорода на длине волны 2,5 мм 905

Зражевский А. Ю., Голунов В. А., Смирнов М. Т., Новичихин Е. П., Лоскутов В. С., Ермаков Д. М. Поляризационные радиотепловые портреты различных объектов в миллиметровом диапазоне длин волн 917

Горшунов Б. П., Прохоров А. С., Спектор И. Е., Волков А. А. Субмиллиметровая спектроскопия материалов с коррелированными электронами 926

Вакс В. Л., Кошуринов Ю. И., Павельев Д. Г., Панин А. Н. Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона длин волн 933

Ахмеджанов Р. А., Корытин А. И., Литвак А. Г., Сергеев А. М., Суворов Е. В. Генерация и регистрация сверхкоротких импульсов электромагнитного поля в терагерцовом диапазоне и их применение для спектроскопии 939

Кошелец В. П., Дмитриев П. Н., Ермаков А. Б., Филиппенко Л. В., Корюкин О. В., Торгашин М. Ю., Худченко А. В. Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы 947

Курин В. В., Пименов И. В. Квантовые флуктуации в распределённом джозефсоновском контакте и спектральные свойства джозефсоновских генераторов 955

Финкель М. И., Масленников С. Н., Гольцман Г. Н. Супергетеродинные терагерцовые приёмники со сверхпроводниковым смесителем на электронном разогреве 964

Божков В. Г., Геннеберг В. А., Кузяков Д. Ю., Куркан К. И., Федосеев Л. И. Разработка терагерцовых смесителей и исследование их характеристик 971

Жаров А. А., Кондратьев И. Г., Смирнов А. И. Особенности электродинамики мелкоструктурированных резонансных метаматериалов 978

Резник А. Н., Юрасова Н. В. Ближнепольная СВЧ диагностика в медицинских приложениях 990

Рыбаков К. И., Семёнов В. Е. Микроволновый нагрев электропроводящих материалов 997

Андреев В. Г., Вдовин В. А. Генерация акустических волн мощными СВЧ импульсами с использованием тонких металлических плёнок 1006

УДК 621.385.6

СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЙ ГИРОТРОН С БОЛЬШОЙ ОРБИТОЙ

В. Л. Братман [1], *Ю. К. Калынов* [1], *В. Н. Мануилов* [2], *С. В. Самсонов* [1]

[1] Институт прикладной физики РАН;
[2] Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Разработана термоэмиссионная электронно-оптическая система, формирующая плотный пучок электронов, движущихся по винтовым траекториям вокруг оси резонатора гиротрона. При энергии частиц 250 кэВ и длительности импульса 10 мкс максимальный ток пучка составляет 4 А, а средний питч-фактор электронов равен 1,0. При использовании такого пучка в гиротроне, работающем на третьей циклотронной гармонике, получена одномодовая генерация с мощностью до 10 кВт на модах $TE_{3,8}$ и $TE_{3,9}$ с частотами 371 и 414 ГГц.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что создание источников мощного когерентного излучения на субмиллиметровых волнах открывает новые возможности в спектроскопии, физике твёрдого тела, технологии, медицине и ряде других областей науки и техники. Наряду с уже реализованными уникальными источниками — традиционными гиротронами с очень сильными магнитными полями [1–5] и лазерами на свободных электронах (ЛСЭ) [6, 7] — на субмиллиметровых волнах представляются перспективными, а возможно, и значительно более простыми так называемые гиротроны с большой орбитой (ГБО) [8–15], которые до сих пор работали на сантиметровых и миллиметровых волнах. В отличие от традиционного гиротрона, где электроны движутся по винтовым траекториям, оси которых равномерно распределены на окружности (или в тонком кольце) с радиусом, много большим ларморовского радиуса частиц, в ГБО все частицы в своём движении вдоль оси резонатора совершают ларморовское вращение вокруг неё. В силу симметрии такой приосевой пучок способен возбудить в аксиально-симметричной электродинамической системе лишь моды с азимутальным индексом, совпадающим с номером резонансной циклотронной гармоники [8, 16–18]. Это сильное правило отбора значительно прорежает спектр мод и тем самым упрощает селективное возбуждение высоких циклотронных гармоник по сравнению со случаем традиционного гиротрона. Работа на высоких гармониках позволяет значительно уменьшить величину рабочего магнитного поля.

Важно отметить, что необходимые для работы ГБО приосевые электронные пучки принципиально не могут быть получены в аксиально-симметричных магнетронно-инжекторных пушках, использующихся в большинстве традиционных гиротронов. Поэтому при реализации ГБО центр тяжести проблемы перемещается в область создания электронно-оптических систем, способных формировать приосевые пучки с достаточно большими значениями тока и вращательной скорости частиц при малом разбросе их скоростей и ведущих центров. Модификация электронно-оптической и магнитной систем [19], успешно использовавшихся в ГБО коротковолновой части миллиметрового диапазона, позволила получить в данной работе значительно более плотный приосевой электронный пучок и возбудить несколько высоких мод резонатора в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

1. ПРЕДЫДУЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В большинстве наших экспериментов с ГБО используются электронно-оптические системы, в которых сначала формируется прямолинейный пучок. Затем электроны пучка приобретают вращательную скорость вокруг оси системы в неадиабатически меняющемся поперечном магнитостатическом поле так называемого кикера (толкателя). В качестве электродинамической системы ГБО могут быть использованы традиционные гиротронные резонаторы в виде участка круглого цилиндрического волновода, ограниченного запредельным коническим сужением с катодного конца и расширяющимся коническим переходом к выходному волноводу. Имея в виду получение генерации на высоких циклотронных гармониках, мы используем электронные пучки с умеренно релятивистскими энергиями частиц.

В первых наших демонстрационных экспериментах [13] тонкий прямолинейный пучок с энергией частиц 300 кэВ и током 30 А формировался в результате вырезания цилиндрическим селектором малой центральной части из сплошного сильноточного пучка, эмитированного с взрывоэмиссионного катода. Тонкий пучок раскачивался кикером, после чего полученный приосевой пучок селективно возбуждал (при разной величине рабочего магнитного поля) на первых пяти циклотронных гармониках рабочие моды $TE_{1,1} \div TE_{5,1}$ резонатора. Таким образом, в одном генераторе в импульсах с длительностью порядка 10 нс было получено излучение в широком интервале частот $20 \div 75$ ГГц с выходной мощностью $1{,}5 \div 0{,}1$ МВт. В другом эксперименте [14] прямолинейный пучок формировался в значительно более совершенной термоэмиссионной электронно-оптической системе, представляющей собой квазипирсовскую пушку с магнитным сопровождением частиц. Первоначальная поперечная скорость сообщалась частицам кикером, а затем эта скорость увеличивалась до требуемой величины в адиабатически нарастающем магнитном поле. В этом эксперименте на третьей и четвёртой циклотронных гармониках были возбуждены моды $TE_{3,2}$ и $TE_{4,2}$ с частотами 115 и 130 ГГц соответственно и выходной мощностью около 100 кВт в импульсах с длительностью 10 мкс.

В данной работе обсуждается модификация ГБО последнего типа, позволившая разработать генератор субмиллиметрового диапазона длин волн и при сравнительно низком магнитном поле возбудить в нём две моды с частотами в диапазоне $370 \div 420$ ГГц с высоким уровнем мощности.

2. ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАТОРА

Согласно теории [12] селективная работа ГБО на сравнительно высоких циклотронных гармониках с номерами $s = 3 \div 5$ возможна при условии, что разброс ведущих центров электронов ΔR_0 и смещение пучка от оси не превышают $0{,}2\lambda$, где λ — длина излучаемой волны. При этом для достижения достаточно высокого электронного КПД средний питч-фактор электронов $g = v_\perp / v_\parallel$ должен быть не меньше 1,0 при допустимом разбросе поперечных скоростей $30 \div 50\,\%$. Здесь $v_\perp$ и $v_\parallel$ — вращательная и поступательная компоненты скорости частицы. При энергии электронов в диапазоне $30 \div 300$ кэВ, который представляется перспективным для реализации ГБО, поперечное сечение электронного пучка в рабочем пространстве представляет собой кольцо со средним радиусом $(0{,}1 \div 0{,}5)\,\lambda$ и шириной $(0{,}2 \div 0{,}25)\,\lambda$. При работе на достаточно высоких гармониках с номерами $s = 3 \div 5$ и разумной длине резонатора необходим пучок с током порядка нескольких ампер. Соответственно, для генерации в субмиллиметровом диапазоне длин волн такой пучок будет иметь очень высокую плотность порядка $3 \div 10$ кА/см^2. При использовании термокатодов с типичной плотностью тока эмиссии не более 5 А/см^2 это означает необходимость большой компрессии электронного пучка.

Как и предыдущий ГБО [14], новый генератор исследовался на высоковольтном стенде ИПФ

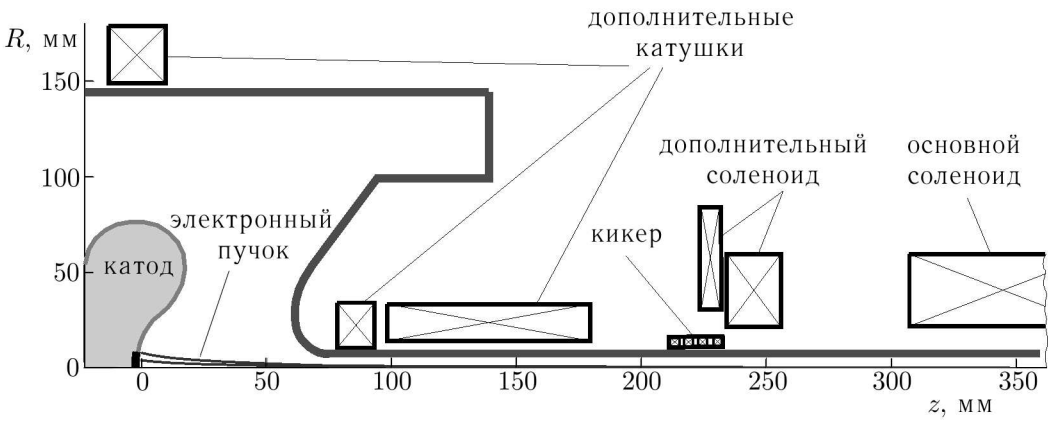


Рис. 1. Схема электронно-оптической системы гиротрона

РАН, позволяющем формировать электронные пучки с энергией частиц до 300 кэВ. Как и ранее, использовалась двухступенчатая схема формирования винтового электронного пучка (рис. 1), а рабочая энергия частиц была равна 250 кэВ. Пучок с прямолинейными траекториями частиц формировался в диодной квазипирсовской пушке со сферическим термокатодом. Затем электроны приобретали вращательную скорость в поперечном магнитном поле кикера, образованного двумя парами катушек, расположенных вдоль движения пучка на расстоянии около половины ларморовского шага по обе стороны от пучка. После кикера частицы попадали в адиабатически нарастающее магнитное поле, где их вращательная скорость увеличивалась до требуемой величины.

При переходе к значительно более высоким по сравнению с экспериментом [14] рабочим частотам для уменьшения омических потерь в стенках резонатора ГБО пришлось увеличивать радиальный индекс рабочей моды настолько, насколько это допустимо с точки зрения селекции мод. Согласно расчётам, при использовании традиционного гиротронного резонатора и работе на третьей циклотронной гармонике радиальный индекс может быть увеличен с 2 до $5 \div 8$. В то же время на четвёртой гармонике уже мода с радиальным индексом 3 имеет слишком большой стартовый ток. Поэтому в субмиллиметровом ГБО в качестве рабочей была выбрана третья циклотронная гармоника, а в качестве рабочей моды — мода $TE_{3,8}$ на частоте около 370 ГГц.

Для возбуждения выбранной моды $TE_{3,8}$ магнитное поле в рабочем пространстве должно составлять 6,6 Тл. Как и в предыдущих экспериментах, для получения такого поля использовался импульсный соленоид. Соответственно, резонатор был изготовлен из нержавеющей стали, а на его внутреннюю поверхность было нанесено медное покрытие с толщиной $20 \div 30$ микрон, которая значительно превышает толщину скин-слоя. Покрытие наносилось методом впаивания профилированной медной втулки с последующим её растачиванием до рабочего диаметра. Диаметр резонатора составил 7 мм, а расчётная длина области локализации электромагнитного поля в нём — около 15 мм. Согласно расчёту дифракционная ($1{,}3 \cdot 10^4$) и омическая ($1{,}1 \cdot 10^4$) добротности резонатора для указанной моды близки по величине, так что омические потери составляют около половины генерируемой мощности.

Расчёты показывают, что при питч-факторе электронов 1,0 для работы генератора на рабочей моде необходим ток пучка около 3 А. Для получения такого тока в приосевом пучке с допустимым разбросом ведущих центров при плотности эмиссии 4 А/см^2 требуется компрессия 4 000, а плотность прямолинейного пучка должна превышать 25 кА/см^2. При этом, как и в ранее реализованном варианте [14], магнитное поле на катоде должно иметь малую величину порядка 1,5 мТл. Соответственно, ларморовский шаг электронов в прикатодной области составляет

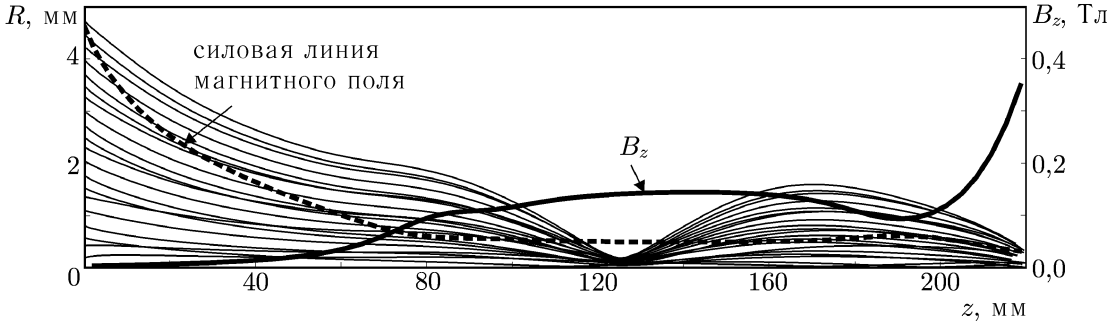


Рис. 2. Зависимость продольного магнитного поля на оси от координаты z (сплошная жирная линия), силовая линия магнитного поля (пунктирная линия) и расчётные траектории частиц (тонкие сплошные линии) при токе пучка 3 А в прикатодной области

десятки сантиметров, циклотронная частота электронов меньше плазменной частоты пучка, и движение частиц в нарастающем магнитном поле является неадиабатическим. При расчёте траекторий частиц в этой области необходим детальный учёт пространственного заряда пучка. Начиная с сечения, где циклотронная частота сравнивается с плазменной частотой, а ларморовский шаг становится меньше характерного масштаба изменения ведущего поля, движение частиц можно рассчитывать по адиабатической теории (кроме области кикера).

Для уменьшения тока в рамках кикера и увеличения их размеров целесообразно располагать кикер в области возможно меньшего ведущего поля. При раскачке частиц в кикере возникает дополнительный разброс их скоростей, вызванный, в частности, разбросом ведущих центров частиц (позиционным разбросом) и поперечной неоднородностью поля кикера. В этой связи при наличии регулярных радиальных пульсаций пучка целесообразно располагать кикер так, чтобы минимум поперечного поля на оси системы (центр кикера) совмещался с сечением, где радиус пучка минимален. Для этого оптимальная фаза пульсаций подбирается небольшим варьированием ведущего поля в прикатодной области.

В модифицированной конструкции (рис. 1) магнитная система, формирующая поле в прикатодной области, конфигурация электродов пушки, а также кикер и его расположение были оставлены такими же, как и в ранее реализованной электронно-оптической системе [14]. При этом диаметр эмиттера был уменьшен вдвое (до 10 мм), изменены параметры соленоида, формирующего более сильное магнитное поле в области резонатора, и введён дополнительный соленоид, согласующий поле в области пушки и кикера. Согласно траекторному анализу (рис. 2) при оптимальной фазе электронных пульсаций на входе в кикер максимальная скорость паразитных осцилляций составляет 0,03c, где c — скорость света.

Расчёт движения частиц в кикере и далее в канале транспортировки пучка вплоть до однородного участка магнитного поля проводился на основе трёхмерной модели. При этом поле пространственного заряда пучка не учитывалось, но в качестве начальных условий использовались результаты, полученные при двумерном траекторном анализе с учётом пространственного заряда. Согласно расчёту при среднем питч-факторе 1,1 число отражённых от области сильного магнитного поля электронов составляет около 1 %, а относительный разброс поперечных скоростей частиц 50 %.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для юстировки электронного пучка и оценки поперечной скорости частиц при разной их энергии использовались данные измерений параметров пучка в слаботочном режиме. В этом

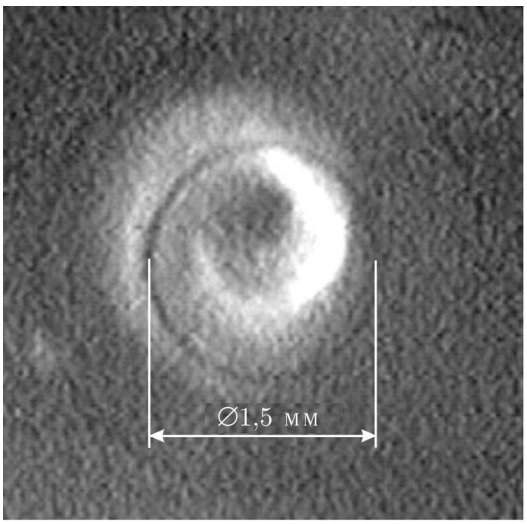


Рис. 3. След винтового пучка на мишени с люминофором

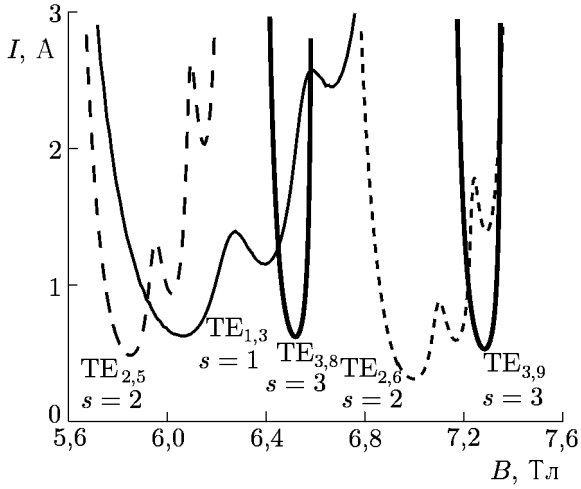


Рис. 4. Зоны генерации мод ГБО, наблюдаемых в диапазоне рабочего магнитного поля и идентифицированных в ходе эксперимента. Расчёт проводился для рабочих параметров электронного пучка ($g = 1{,}0$; относительный разброс осцилляторных скоростей электронов $\delta V_\perp = 0{,}6$) и смещении пучка от оси резонатора 0,1 мм

режиме потенциал и магнитное поле были уменьшены в 2 и в $\sqrt{2}$ раз соответственно по сравнению с рабочими значениями. В отличие от обычного моделирования, электронный ток был уменьшен не в $2\sqrt{2}$ раз, а до малой величины порядка миллиампера, обеспечивающей светимость люминофора, нанесённого на кварцевую мишень. По свечению люминофора наблюдалось поперечное сечение пучка (рис. 3) и определялся средний питч-фактор частиц. Сравнительные расчёты траекторий электронов в слаботочном (без пространственного заряда) и рабочем (с током 3 А) режимах показали существенное различие в поперечной скорости частиц перед кикером и в разбросе скоростей после кикера. При этом, однако, средние поперечные скорости частиц для обоих режимов достаточно близки. В соответствии с этим пересчёт параметров, измеренных в слаботочном режиме, на рабочий режим удовлетворительно совпал с расчётами, выполненными для рабочего режима. Максимальный ток пучка, формируемый электронно-оптической системой в рабочем режиме, превышал 4 А.

В эксперименте с возбуждением резонатора ГБО винтовым пучком в рабочем диапазоне магнитного поля была получена устойчивая селективная генерация на ряде мод гиротрона, резонансных с частицами на 1-й, 2-й и 3-й циклотронных гармониках (рис. 4). Идентификация мод проводилась по частоте излучения, величине резонансного магнитного поля и измерениям поперечной структуры высокочастотного поля на апертуре выходного рупора. Субмиллиметровое излучение получено на 3-й циклотронной гармонике на модах $TE_{3,8}$ и $TE_{3,9}$. При измерении частоты для ряда мод анализировался сигнал биений между излучением синтезатора и гиротрона (измерения проводились М. Ю. Третьяковым). Для этой цели использовался смеситель на основе диода с барьером Шоттки. Измеренные этим методом частоты мод ГБО соответствуют расчётным частотам мод резонатора $TE_{1,3}$, $TE_{2,5}$ и $TE_{3,8}$ (см. табл. 1). Мода $TE_{1,3}$ дополнительно идентифицировалась в результате детального исследования распределения поля излучения на апертуре выходного рупора.

Таблица 1. Измеренные и расчётные частоты рабочей и двух паразитных мод

Мода резонатора	Измеренная частота, ГГц	Расчётная частота, ГГц
$TE_{1,3}$	115,70	116,45
$TE_{2,5}$	222,70	223,02
$TE_{3,8}$	371,00	372,56

Из-за конкуренции со стороны паразитных мод селективная генерация на рабочей моде $TE_{3,8}$ наблюдалась при токах электронного пучка, не превышающих 2 А. При этом максимальная мощность составила 10 кВт с КПД около 2 % (рис. 5). При дальнейшем увеличении магнитного поля при токе до 1,8 А была получена устойчивая селективная генерация на моде $TE_{3,9}$ с частотой 414 ГГц при максимальной мощности 8 кВт и КПД 1,7 %.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В гиротронах с большой орбитой удаётся селективно возбудить более высокие циклотронные гармоники и работать при более низких магнитных полях, чем в традиционных гиротронах. Поэтому эти приборы представляются перспективными для создания требующихся для ряда приложений мощных и доступных источников когерентного субмиллиметрового излучения. Однако для реализации ГБО приходится разрабатывать более сложные, чем используемые в традиционных гиротронах, электронно-оптические системы нового типа, способные формировать приосевые пучки вращающихся электронов. Описанная в данной статье электронно-оптическая система, состоящая из создающей тонкий прямолинейный пучок квазипирсовской пушки, помещённой в магнитное поле, и магнитостатического кикера, сообщающего частицам вращательную скорость, обеспечила получение достаточно плотного пучка частиц, вращающихся вокруг оси резонатора ГБО. Использование такого пучка позволило получить мощное излучение на рекордных для ГБО частотах, лежащих в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона. Полученный в ходе экспериментов опыт и проведённые расчёты позволяют надеяться на значительное снижение энергий частиц в ГБО субмиллиметрового диапазона (вплоть до 20÷30 кэВ), что сделает такие приборы привлекательными для более широкого применения.

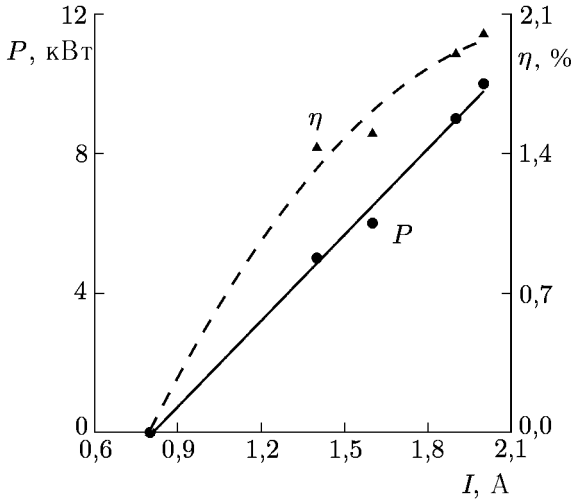


Рис. 5. Зависимость мощности P и КПД η выходного излучения от тока I электронного пучка для рабочей моды $TE_{3,8}$

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 03–02–17064 и 05–02–16015) и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Электромагнитное излучение терагерцового диапазона». Авторы благодарны Ю. А. Дрягину, Л. М. Кукину, А. Ф. Крупнову и М. Ю. Третьякову за помощь в измерении частоты излучения, а также В. Е. Нечаеву и М. А. Моисееву за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев Н. И., Панкратова Т. Б., Петелин М. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19, № 5. С. 1 056.
2. Лучинин А. Г., Малыгин О. В., Нусинович Г. С., Флягин В. А. // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 8. С. 1 629.
3. Spira-Hakkarainen S., Kreischer K. E., Temkin R. J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. 18, No. 3. P. 334.
4. Hornstein M. K., Bajaj V. S., Griffin R. G., et al. // Digest of the Joint 29th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics, Karlsruhe, Germany, 2004. P. 147.
5. Idehara T., Ogawa I., Mitsudo S., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 2. P. 340.
6. Elias L. R., Ramian G., Hu J., Amir A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 424.
7. Cherkassky V. S., Knyazev B. A., Kubarev V. V., et al. // Digest of the Joint 29th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics, Karlsruhe, Germany, 2004. P. 567.
8. McDermott D. B., Luhmann N. C., Kupiszewski A. Jr., Jory H. R // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 1 936.
9. Chu K. R., Furuno D. S., Luhmann N. C., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13, No. 6. P. 435.
10. Lawson W., Destler W. W., Striffler C. D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13, No. 6. P. 444.
11. Nusinovich G. S. // Int. J. Electronics. 1992. V. 72, No. 5–6. P. 959.
12. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Федотов А. Э. // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 10. С. 91.
13. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Yu. K., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 2. P. 456.
14. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Мануилов В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 6. С. 744.
15. Idehara T., Ogawa I., Mitsudo S., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 903.
16. Антаков И. И., Гапонов А. В., Юлпатов В. К. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. № 12. С. 33.
17. Петелин М. И. // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 5.
18. Юлпатов В. К. // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 26.
19. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Мануилов В. Н. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75, № 12. С. 76.

Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.; принята в печать 26 октября 2005 г.

LARGE ORBIT GYROTRON AT SUBMILLIMETER WAVES

V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov, and S. V. Samsonov

A thermionic-emission electron optical system has been developed which produces a dense beam of electrons moving along helical trajectories around the axis of a gyrotron cavity. The maximum beam current amounts to 4 A and the pitch-factor equals to 1 at the particles' energy of 250 keV and the pulse duration of 10 μs. When using such a beam for a gyrotron operating at the third cyclotron harmonic, single-mode oscillations at the $TE_{3,8}$ and $TE_{3,9}$ modes at the frequencies of 371 and 414 GHz, respectively, with a power up to 10 kW have been achieved.

УДК 621.385.6

ИМПУЛЬСНЫЙ ГИРОКЛИСТРОН НА ОБЪЁМНОЙ МОДЕ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА

Н. И. Зайцев, Е. В. Иляков, С. В. Кузиков, И. С. Кулагин, В. К. Лыгин, М. А. Моисеев, М. И. Петелин, А. С. Шевченко

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты исследований гироклистрона с выходной модой TE_{53}. На частоте 30 ГГц получен коэффициент усиления 30 дБ при выходной мощности 5 МВт, КПД 25 %, длительности импульса 0,4 мкс и полосе усиления 40 МГц.

1. В настоящее время разработка мультимегаваттных гироклистронов ориентирована преимущественно на международную программу создания электрон-позитронных коллайдеров нового поколения [1]. Большинство таких гироклистронов [2–6] в качестве рабочих типов колебаний используют моды TE_{01} или TE_{02}, у которых осесимметричное электрическое поле на стенке резонатора равно нулю, что благоприятно с точки зрения электропрочности. Однако такие моды не освобождают от угрозы тепловой «усталости» стенок резонатора при импульсно-периодическом режиме, а при повышении радиального индекса p моды TE_{0p} (с осесимметричными полями) проигрывают в конкуренции с модами других типов. В этом свете весьма привлекательны моды TE_{mp} высокого порядка с ненулевыми азимутальными индексами m, давно используемые в гиротронах [7]. У таких мод как электрическое, так и магнитное поля на стенках резонатора относительно невелики по сравнению с полями в зоне взаимодействия с электронным пучком.

Возможность создания гироклистрона на несимметричных модах высокого порядка была подкреплена результатами наших предыдущих работ: отработкой технологии, позволяющей достигать напряжённости высокочастотного электрического поля 150 кВ/см на стенке электродинамической системы [8]; созданием магнетронно-инжекторной пушки, формирующей винтовой электронный пучок (ускоряющее напряжение 280 кВ, ток 60 А) с питч-фактором 1,3 при приемлемом разбросе электронов по поперечным скоростям [9]; тестированием выходного резонатора в режиме автогенерации, где на частоте 30 ГГц и моде TE_{53} получена выходная мощность свыше 10 МВт при длительности излучения, равной длительности питающего напряжения [10, 11].

2. Экспериментальный двухрезонаторный гироклистрон схематически изображён на рис. 1, где *1* — входной прямоугольный волновод с модой TE_{10}, *2* — входной резонатор с рабочей вращающейся модой TE_{52}, *4* — структура поля моды TE_{52}, *3* — входной конус, *5* и *9* — поперечное

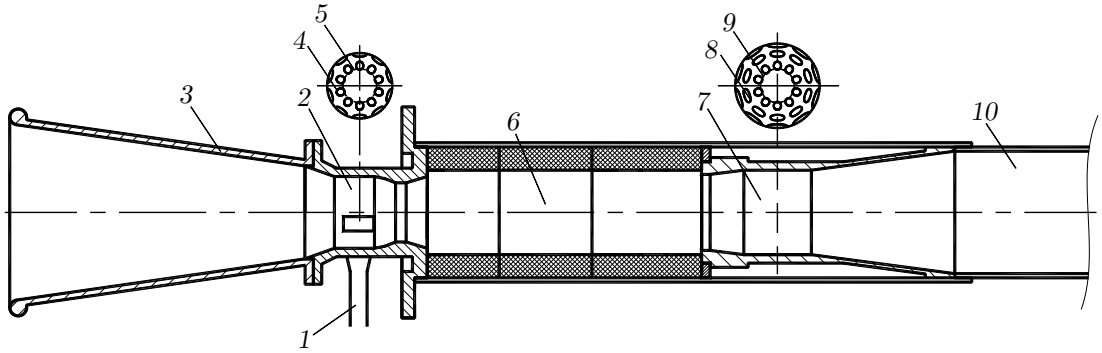


Рис. 1

сечение электронного пучка, *6* — трубка дрейфа, рассеивающая и поглощающая электромагнитные волны, *7* — выходной резонатор с рабочей вращающейся модой TE_{53}, *8* — структура поля моды TE_{53}, *10* — выходной волновод.

Согласно расчётам при электронном пучке с питч-фактором 1,3 (ускоряющее напряжение 280 кВ, ток 60 А) прибор должен иметь выходную мощность 5 МВт при КПД 30 % и коэффициенте усиления 30 дБ.

Поверхность входного резонатора приходится делать конической (в данном случае с образующей под углом 30′ к оси), чтобы исключить самовозбуждение моды $TE_{11,3}$ на второй гар-

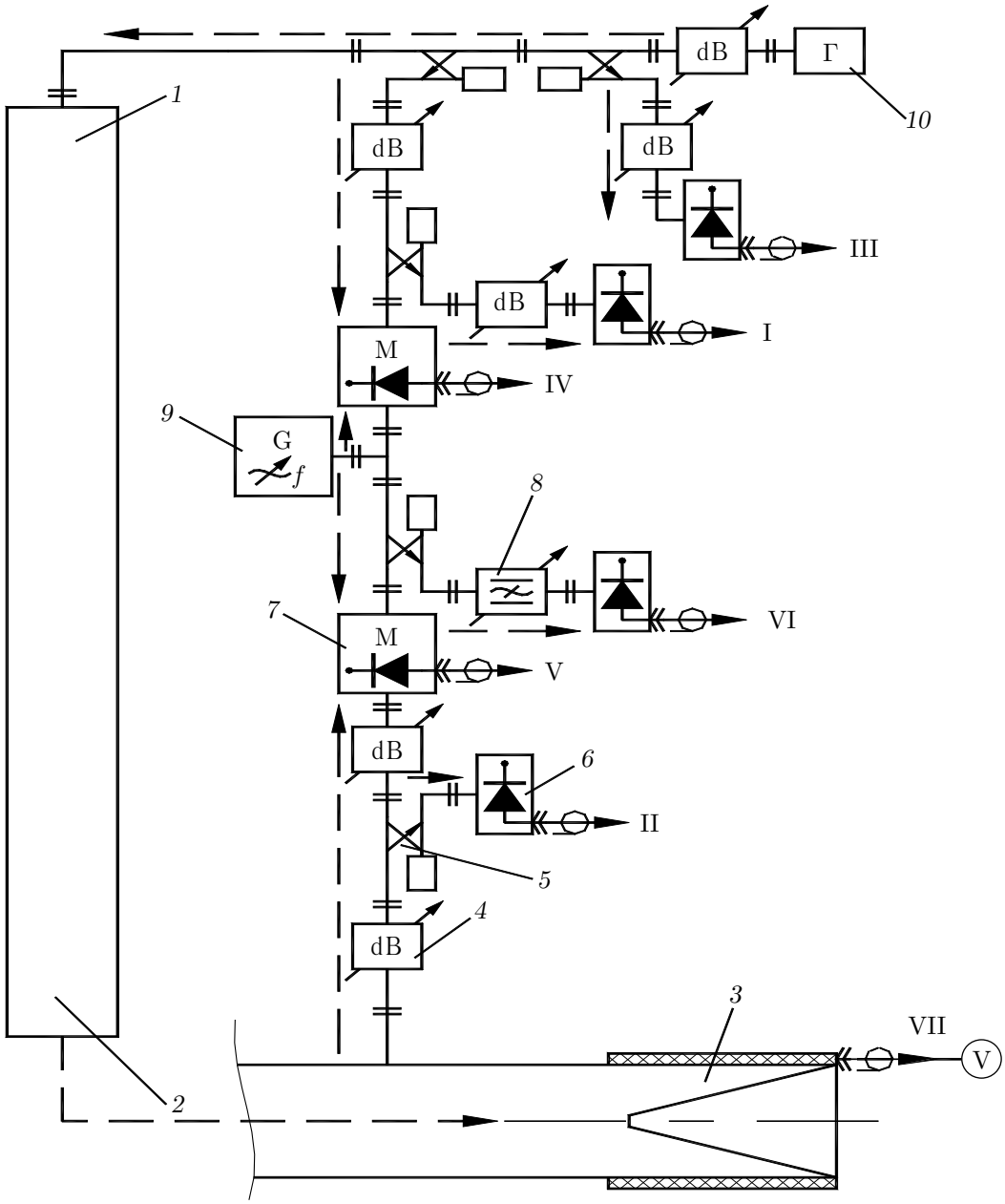


Рис. 2

монике гирочастоты. На стенки выходного резонатора наносится гофрировка (осесимметричная или, в более общем случае, многозаходная винтовая), позволяющая исключить самовозбуждение паразитных мод и оптимизировать связь рабочей моды с выходным волноводом.

Входной резонатор был изготовлен из нержавеющей стали, а выходной — из безкислородной меди. Такой выбор материала для выходного резонатора диктовался не только повышенными требованиями электропрочности, но и возможностью использовать тело резонатора как проводящий магнитный экран, корректирующий импульсное магнитное поле в резонаторе. Проводимость экрана зависела от температуры, при которой поддерживалась система, что позволяло изменять магнитное поле и тем самым оптимизировать угол пролёта электронов в выходном резонаторе.

Эксперименты проводились на моноимпульсном электронном ускорителе «Сатурн» [12]. Источником входного сигнала усилителя являлся магнетрон, питавшийся через резистивный делитель от основного генератора импульсного напряжения, что позволило обеспечить его жёсткую синхронизацию. Спектры входного и выходного сигналов измерялись гетеродинным методом с использованием одного общего опорного генератора. Схема СВЧ измерений, позволяющая одновременно измерять огибающие входного (канал I), выходного (канал II) и отражённого от входа (канал III) сигналов, спектры входного (канал IV) и выходного (канал V) сигналов, опорную частоту гетеродина (канал VI) и энергию выходного СВЧ импульса (канал VII), приведена на рис. 2, где *1* и *2* — вход и выход исследуемого гироклистрона, *3* — калориметр, *4* — аттенюатор, *5* — направленный ответвитель, *6* — СВЧ детектор, *7* — СВЧ смеситель, *8* — полосовой высокодобротный фильтр, *9* — гетеродин, *10* — источник входного СВЧ излучения (магнетрон).

3. В ходе экспериментов были получены параметры выходного излучения, близкие к проектным. В режиме усиления (когда при отсутствии входного сигнала выходное излучение также отсутствует) с однородным по длине прибора магнитным полем была получена выходная мощность 4,5 МВт при КПД 20 % и коэффициенте усиления 29 дБ (характерные осциллограммы приведены на рис. 3*а*), а в режиме со спадом магнитного поля в выходном резонаторе на 7 % — 5 МВт при КПД 25 % и коэффициенте усиления 30 дБ (изрезанность выходного сигнала P_{out} обусловлена, по-видимому, как перестройкой ускоряющего напряжения U, так и неоднородностью входного сигнала P_{in}). Частотная полоса усиления при постоянном магнитном поле (на уровне 0,5 от максимума) была не менее 40 МГц (см. рис. 4). Динамическая характеристика усиления имела следующие характерные параметры: для входного сигнала с мощностью менее

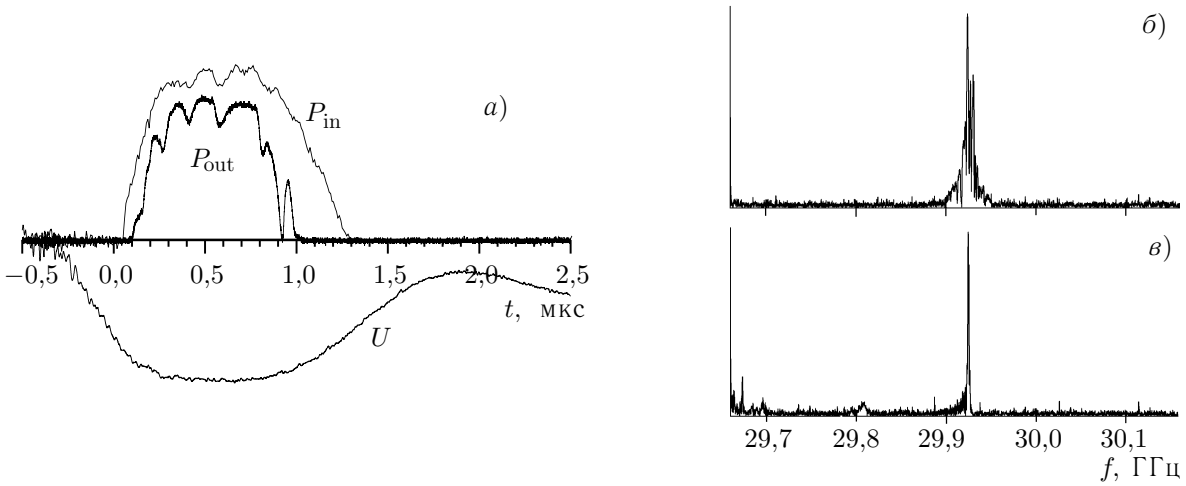


Рис. 3. (*а*) Характерные осциллограммы мощности входного (P_{in}) и выходного (P_{out}) импульсов, а также импульса ускоряющего напряжения (U). Амплитудный спектр выходного (*б*) и входного (*в*) импульсов

300 Вт коэффициент усиления составлял 43 дБ, для 1 кВт — 38 дБ, для 10 кВт — 30 дБ.

Можно назвать два основных фактора, приводящие к уширению спектра выходного импульса по сравнению с входным (см. рис. 3*б*, *в*):

1) нестабильность вершины импульса напряжения, питающего гироклистрон и входной СВЧ источник;

2) нелинейность характеристики усиления гироклистрона (слабые сигналы усиливаются в большей степени, чем сильные).

4. Таким образом, в ходе исследования гироклистрона получены параметры, близкие к проектным. Однако полученные режимы обладали сильной нестабильностью, обусловленной как нестабильностью источников питания, так и прогревом импульсных соленоидов. Оптимизация и повышение энергетических характеристик гироклистрона является многопараметрической задачей, трудноразрешимой в моноимпульсном режиме. В связи с этим требуется переход от режима однократных импульсов ускорителя к режиму с частотой повторения 1÷5 Гц при стабильном магнитном поле, создаваемом с помощью криомагнита, и стабильном импульсе ускоряющего напряжения с высокой однородностью вершины. Разработка такого ускорителя в ИПФ РАН начата. За основу принята схема источника питания на основе импульсного трансформатора, аналогичная используемой в ускорительном центре SLAC.

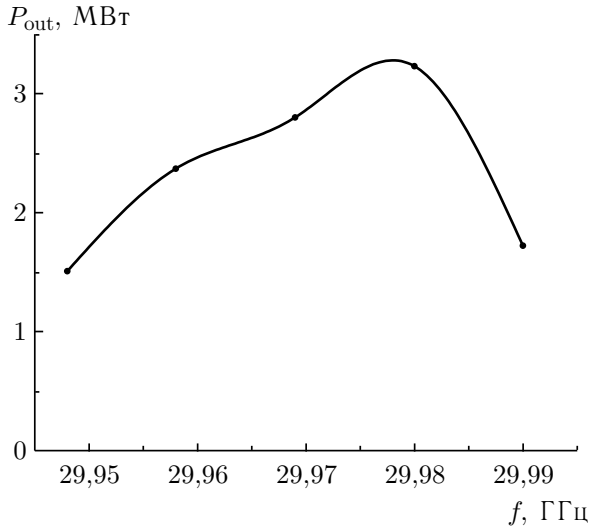


Рис. 4

Авторы выражают благодарность И. И. Антакову, И. В. Гачеву, Н. А. Завольскому, В. Е. Запевалову и Е. В. Засыпкину за полезные обсуждения, а также экспертам SLAC Р. Кунцу, С. Гоулду и А. Красных за консультации по высоковольтной импульсной технике.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 04–02–16340, 03–02–16650 и 03–02–16357) и Международного научно-технического центра (грант № 3169).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Whittum D. H. Millimeter Wave Drivers For Future Linear Colliders: Preprint SLAC-Pub-7809. 1998. 5p.
2. Cheng J., Xu X., Lawson W. J., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 4. P. 1 175.
3. Lawson W., Castle M., Gouveia S., et al. // Proc. EPAC 2000, Vienna, Austria, 2000. P. 2 078.
4. Lawson W., Hogan B., Flaherty M. K. E., Metz H. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69, No. 13. P. 1 849.
5. Calame J. P., Garven M., Choi J. J., et al. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6, No. 1. P. 285.
6. Blank M., Danly B. G., Levush B., et al. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6, No. 12. P. 4 405.
7. Быков Ю. В., Гольденберг А. Л., Николаев Л. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 10. С. 1 544.
8. Ilyakov E. V., Korablyov G. S., Kulagin I. S., Zaitsev N. I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 332.

9. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кулагин И. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 5–6. С. 453.
10. Ilyakov E., Krasnykh A., Kulagin I., et al. // 5th IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC 2004), Monterey, California, USA, April 27–29, 2004. P. 61.
11. Зайцев Н. И., Завольский Н. А., Запевалов В. Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 914.
12. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кораблёв Г. С. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1995. № 3. С. 138.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 10 июня 2005 г.

PULSED GYROKLYSTRON OPERATING AT A SPACE-DEVELOPED HIGH-ORDER MODE

N. I. Zaitsev, E. V. Ilyakov, S. V. Kuzikov, I. S. Kulagin, V. K. Lygin, M. A. Moiseev, M. I. Petelin, and A. S. Shevchenko

We present the results of analysis of gyroklystron with TE_{53} output mode. Gain of 30 dB was obtained for frequency 30 GHz, input power 5 MW, efficiency 25 %, pulse duration 0,4 μs, and amplification bandwidth 40 MHz.

УДК 621.385.69

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ГИРОТРОН С НИЗКИМ УСКОРЯЮЩИМ НАПРЯЖЕНИЕМ

А. Л. Гольденберг[1], *М. Ю. Глявин*[1], *Н. А. Завольский*[1], *В. Н. Мануилов*[2]

[1] Институт прикладной физики РАН, ЗАО НПП «Гиком»;
[2] Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Рассматривается проект гиротрона с рабочей частотой 24 ГГц и ускоряющим напряжением около 5 кВ. Описана неадиабатическая электронная пушка, формирующая электронный пучок с питч-фактором 1,8 и разбросом скоростей около 10 %. Выполнена оптимизация продольного распределения высокочастотного поля в резонаторе со ступенькой путём подбора высоты и длины ступеньки. Расчётное значение выходного КПД гиротрона на второй гармонике гирочастоты составляет 35 %.

ВВЕДЕНИЕ

Гиротроны с выходной мощностью от трёх до нескольких десятков киловатт на частотах от 24 до 30 ГГц всё шире используются в различных технологических приложениях [1]. По существу, они являются упрощёнными модификациями высокочастотных гиротронов мегаваттного уровня мощности [2]. В частности, их сравнительно небольшая выходная мощность допускает работу на 2-й гармонике гирочастоты, благодаря чему для технологических гиротронов используются «тёплые» (не сверхпроводящие) соленоиды или постоянные магниты [3]. Эти генераторы работают при ускоряющих напряжениях от 15 до 30 кВ, в несколько раз меньших, чем мегаваттные приборы, но для них дальнейшее значительное уменьшение рабочего напряжения является актуальной задачей, решение которой ещё более упростило бы их использование. Поэтому ниже анализируется возможность уменьшить кинетическую энергию электронов до величины, не превышающей 1 % энергии покоя $W_{\rm rest}$, несмотря на кажущуюся парадоксальность постановки такой задачи для прибора, основанного на релятивистской зависимости массы электрона от его кинетической энергии.

При сохранении выходной мощности снижение ускоряющего напряжения в несколько раз, очевидно, приведёт к необходимости соответствующего увеличения тока пучка. При этом, как показывают расчёты, традиционная магнетронно-инжекторная пушка (МИП) [4], используемая во всех мощных гиротронах, оказывается непригодной из-за чрезмерно низкого качества пучка (большого разброса скоростей электронов). Дело в том, что низкое напряжение приводит к большому характерному размеру электронных траекторий по сравнению с характерными масштабами электрического и магнитного полей в области формирования пучка, что нарушает условия нормальной работы МИП, а большой пространственный заряд ещё усугубляет ситуацию. В статье найдены конфигурации электронно-оптической и электродинамической систем, позволяющие сохранить высокий КПД при ускоряющем напряжении около 5 кВ.

1. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ В НИЗКОВОЛЬТНОМ ГИРОТРОНЕ

В приближении фиксированной структуры высокочастотного поля в резонаторе эффективность взаимодействия с ним электронов определяется тремя безразмерными величинами: параметром тока $\hat{I}$, расстройкой циклотронного резонанса Δ и параметром неизохронности μ. Этим

параметрам соответствуют физические величины — ток электронного пучка I_0, магнитное поле в области резонатора и ускоряющее напряжение U_0. Максимальное значение КПД достигается при определённых, строго фиксированных значениях параметров $\hat{I}$, Δ и μ [5]. Параметр неизохронности связан с параметрами электронного пучка и длиной резонатора следующим выражением:

$$\mu = \pi g \beta_\perp L/\lambda, \tag{1}$$

где $g = \beta_\perp/\beta_\parallel$ — питч-фактор, $\beta_\perp$ и $\beta_\parallel$ — отношение осцилляторной ($\beta_\perp$) и поступательной ($\beta_\parallel$) скоростей электронов к скорости света c, L — эффективная длина резонатора, λ — длина волны излучения. Хотя, как будет ясно далее, в нашем случае структура высокочастотного поля в резонаторе фиксированной не является, тем не менее формула (1) пригодна для предварительной оценки и показывает, что при прочих равных условиях уменьшение напряжения приводит к увеличению длины резонатора, а это ведёт к увеличению его дифракционной добротности $Q_{\rm DIF} \approx 25\,(L/\lambda)^2$. При этом из-за увеличения потерь в резонаторе, характеризуемых омической добротностью $Q_{\rm OHM}$, уменьшается КПД гиротрона

$$\eta = \frac{\eta_{\rm EL}}{1 + Q_{\rm DIF}/Q_{\rm OHM}}\,, \tag{2}$$

где $\eta_{\rm EL}$ — КПД преобразования энергии электронов в энергию ВЧ излучения в резонаторе. Поскольку в гиротронах на 2-й гармонике гирочастоты при ускоряющих напряжениях 15÷30 кВ величина $Q_{\rm OHM}$ всего в 2–3 раза превышает $Q_{\rm DIF}$, при снижении напряжения до 5 кВ ($0{,}01W_{\rm rest}$) можно было бы ожидать значительного падения КПД. Высокая выходная мощность и КПД могут быть сохранены благодаря увеличению тока пучка примерно обратно пропорционально напряжению при достаточно большом питч-факторе $g \geq 2$ (в традиционных МИП обычно $1{,}2 \leq g \leq 1{,}6$). Представленные ниже расчёты КПД и анализ новой электронной пушки показывают, как эти условия могут быть реализованы в гиротроне.

2. РАСЧЁТ КПД И ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЗОНАТОРА ГИРОТРОНА

Эффективность отбора энергии электронного пучка зависит от большого числа параметров. К наиболее значимым из них относятся напряжение, ток, радиус и питч-фактор электронного пучка, скоростной разброс электронов и параметры, определяющие профиль продольного сечения резонатора. Численные исследования проводились на основе теории гиротронов с нефиксированной структурой ВЧ поля [6]. Поперечный дрейф центров электронных орбит и переизлучение рабочей моды в моды с другими радиальными индексами не учитывались, поскольку при параметрах генерации, близких к оптимальным, указанные факторы способны лишь незначительно изменить КПД (на величину порядка 1 %). Предполагалось, что в трубчатом электронном пучке гиротрона разброс ведущих центров орбит электронов пренебрежимо мал (меньше 1/4 длины волны). При учёте разброса скоростей электронов их распределение по скоростям аппроксимировалось гауссовой функцией.

Предполагалось, что омическая добротность резонатора $Q_{\rm OHM} = R\,(1 - m^2/\nu^2)/(2d)$ вдвое меньше теоретического значения в связи с известными отличиями проводимости σ реальных резонаторов от проводимости резонатороа из идеальной меди. Здесь R — радиус резонатора, $d = \sqrt{c\lambda/\sigma}\,/(2\pi)$ — толщина скин-слоя, m — азимутальный индекс моды ${\rm TE}_{mp}$, ν — соответствующий корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, где $J_m(\nu)$ — функция Бесселя m-го порядка. Чаще всего в гиротроне используется резонатор в виде цилиндра с конусными переходами на закритическое сужение и выходной волновод. В таком резонаторе продольное распределение поля близко к симметричному относительно середины цилиндрической части. Однако оптимальное распределение

ВЧ поля, как известно, близко к несимметричному треугольнику [7, 8] с более пологим склоном, обращённым к катоду. На участке пологого склона рспределения ВЧ поля обеспечивается эффективная фазовая группировка электронов, а далее в области максимального ВЧ поля вблизи выходного конца резонатора происходит преобразование энергии вращения электронов в энергию СВЧ излучения. В принципе, возможен синтез резонатора с заданной продольной структурой ВЧ поля [9], но реализовать синтезированный профиль слишком сложно. Распределение поля, достаточно близкое к оптимальному, может быть сформировано в резонаторе, состоящем из двух отрезков круглых волноводов с разными диаметрами (рис. 1). Основной причиной, по которой эти резонаторы до сих пор не получили широкого распространения, является трансформация рабочего типа колебаний на скачке диаметра резонатора. Однако технологические гиротроны работают на низких типах колебаний, на которых трансформация мод обычно невелика, а для низшей моды TE_{11} она вообще отсутствует.

Оптимизация профиля резонатора на частоте 24 ГГц проводилась по трём параметрам: высоте ступеньки ΔR, её длине L_s и полной длине резонатора L_{res} (см. рис. 1). Эволюция продольного распределения ВЧ поля в резонаторе гиротрона по мере увеличения высоты ступеньки ΔR изображена на рис. 2. Видно, что оптимальная высота ступеньки близка к 0,04 мм. При дальнейшем увеличении ΔR структура поля теряет монотонность, а эффективность энергообмена падает. На рис. 3 показана зависимость КПД от двух других параметров — длины ступеньки L_s и длины резонатора L_{res} при выбранном оптимальном значении ΔR для параметров электронного пучка $U_0 = 5$ кВ, $I_0 = 3$ А, $g = 2$. Предполагалось также, что длина области однородного магнитного поля соленоида много больше длины резонатора, радиус электронного пучка 2,0 мм, разброс радиусов электронных орбит не учитывался. «Провисание» потенциала электронного пучка также не учитывалось, поскольку режим работы гиротрона считался непрерывным.

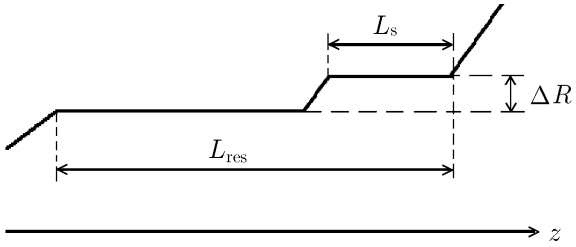


Рис. 1. Профиль резонатора гиротрона

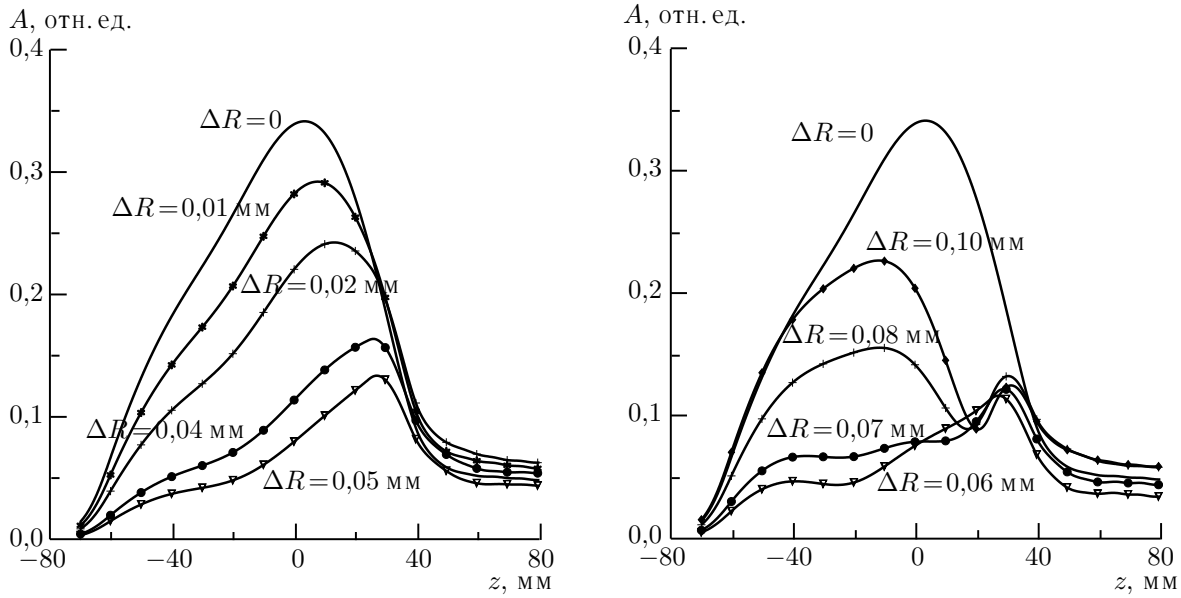


Рис. 2. Продольное распределение ВЧ поля при различной высоте ступеньки ΔR. Ток пучка $I_0 = 3$ А, ускоряющее напряжение $U_0 = 5$ кВ, $g = 2$, $L_{res} = 100$ мм, $L_s = 15$ мм

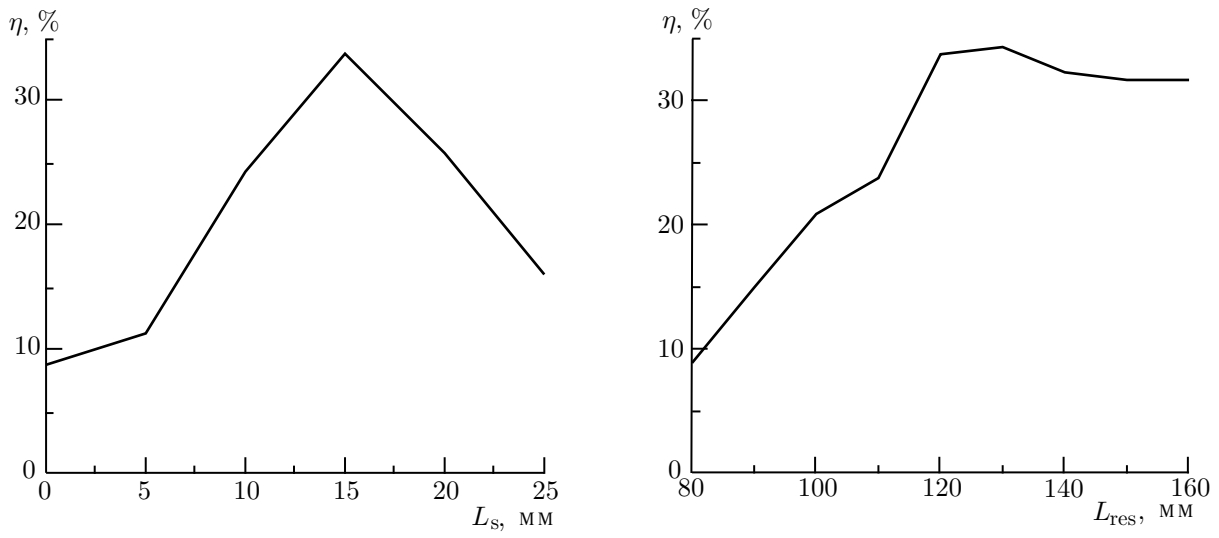


Рис. 3. Зависимость КПД от длины ступеньки (L_{res} = 120 мм) и длины резонатора (L_s = 15 мм, ΔR = 0,04 мм)

Таблица 1. Зависимость максимального выходного КПД от питч-фактора

g	Выходной КПД,%
2,0	35
1,9	32
1,8	28
1,7	24
1,6	18

Расчёты проводились с учётом высокочастотного пространственного заряда, который при высоком первеансе пучка существенно (в большинстве случаев негативно) влияет на КПД гиротрона.

В целом можно констатировать, что оптимизация гиротрона с низким ускоряющим напряжением позволяет достичь электронного КПД около 35 %, примерно такого же, как в других технологических гиротронах на 2-й гармонике гирочастоты. Зависимость максимального выходного КПД от питч-фактора g иллюстрируется табл. 1, из которой видно, что при увеличении питч-фактора негативное влияние высокочастотного пространственного заряда уменьшается. Отметим, что для реализации питч-фактора электронного пучка, близкого к 2, разброс осцилляторных скоростей электронов не должен превышать 10÷15 % [10].

3. ВЫСОКОПЕРВЕАНСНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Из анализа процессов энергообмена в резонаторе видно, что эффективный энергообмен возможен лишь в случае формирования электронного пучка со сравнительно высоким питч-фактором. Как уже говорилось, традиционно в мощных гиротронах используется магнетронно-инжекторная пушка. Снижение её ускоряющего напряжения U_0 от нескольких десятков киловольт до 15÷25 кВ уже приводит к значительной модификации геометрии МИП и, соответственно, к возрастанию роли неадиабатических эффектов. При этом позиционный разброс осцилляторных скоростей электронов в МИП достигает 30÷40 % даже при малых токах пучка. Из-за низкой величины электрического поля на эмиттере (примерно в 3–5 раз меньшей, чем в высоковольтных пушках) в МИП наблюдается очень сильное влияние поля пространственного заряда на параметры формируемого винтового электронного пучка, что также приводит к возрастанию разброса скоростей электронов с увеличением тока пучка. В результате, как показывает траекторный анализ большого числа вариантов МИП с U_0 = 5 кВ, сформировать высокопервеансный винтовой электронный

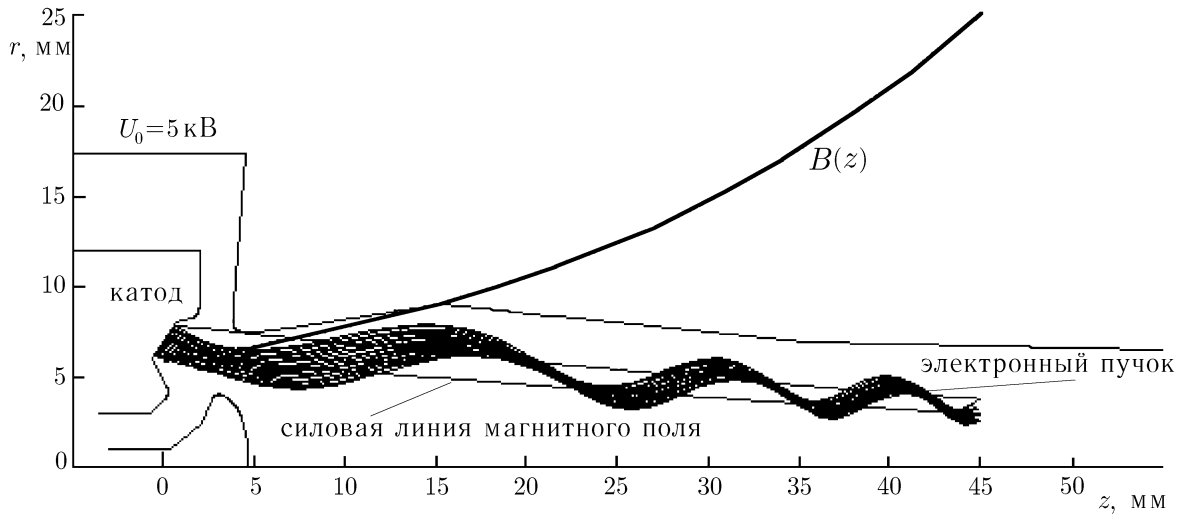


Рис. 4. Форма электродов, распределение осевого магнитного поля $B(z)$ и электронные траектории в оптимизированной МИП

пучок с приемлемым качеством не удаётся, т. е. разброс осцилляторных скоростей электронов в рабочем режиме для всех вариантов оказывается не менее 50 %, что значительно превышает указанный выше уровень 10÷15 %.

Недостатки МИП делают естественным переход к неадиабатическим системам формирования пучка, работающим в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Для построения соответствующей электронно-оптической системы использована схема неадиабатической пушки, предложенная в [11]. Основными её особенностями являются:

1) установка в пушке анодов, расположенных как снаружи, так и внутри пучка, через кольцевую щель между которыми пропускается электронный пучок;

2) инжекция электронов из эмиттера под углом к магнитному полю.

После выхода из кольцевой анодной щели электроны ускоряются до полного потенциала U_0, затем происходит адиабатическое увеличение скорости вращения до требуемой величины в возрастающем магнитном поле.

Таблица 2. Изменение параметров электронного пучка при вариации ускоряющего напряжения

U_0, кВ	g	$\delta v_\perp$	I_0, А
4,0	1,50	0,16	2,1
4,5	1,65	0,13	2,5
5,0	1,84	0,11	3,0
5,5	2,07	0,14	3,4
6,0	2,33	0,17	3,9

Для технологического гиротрона на 2-й гармонике гирочастоты с расчётной выходной мощностью 3÷5 кВт оптимизированная геометрия пушки, найденная на основе рекомендаций работы [11], изображена на рис. 4. В данном случае оказалось возможным применить диодный вариант пушки (потенциалы внутреннего и внешнего анодов равны $U_0 = 5$ кВ).

Согласно данным траекторного анализа (использовалась программа EPOS [12]) в рассматриваемой пушке реализуется питч-фактор $g = 1{,}8$ при разбросе осцилляторных скоростей электронов $\delta v_\perp \approx 10$ %. Отметим, что первеанс пучка оказывается близок к 10 мкА/В$^{3/2}$, что примерно на порядок больше, чем в традиционных МИП гиротронов. Как видно из табл. 2, изменение полного ускоряющего напряжения позволяет варьировать питч-фактор в широких пределах при практически неизменном разбросе скоростей. Ток пучка при этом меняется примерно вдвое.

Другой возможностью корректировки параметров пучка, которая, в частности, позволяет скомпенсировать неточности юстировки лампы, является малое изменение потенциала верхнего и

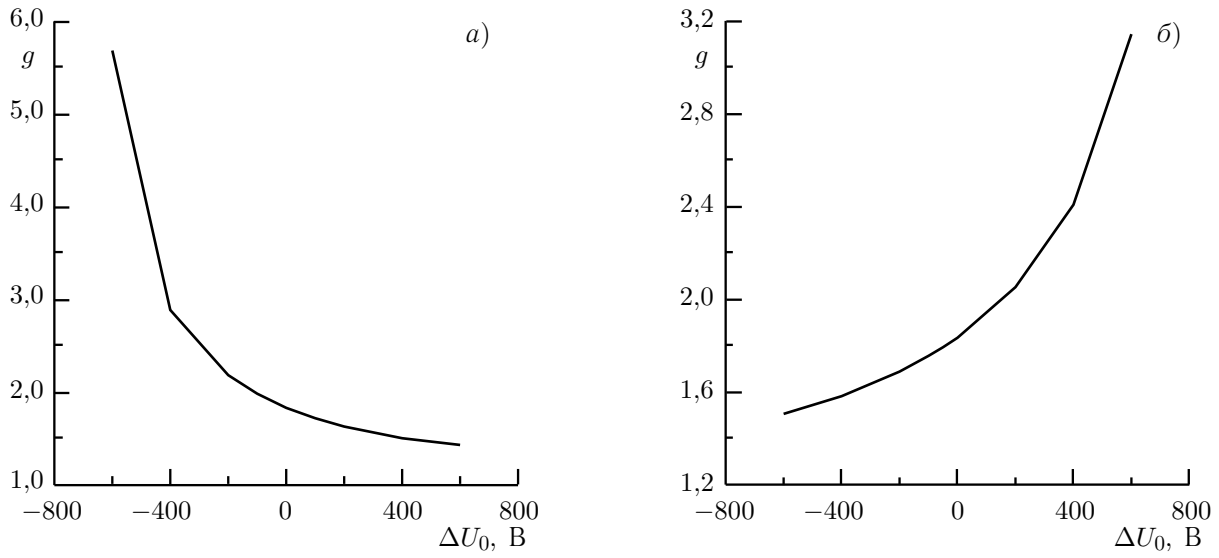


Рис. 5. Возможности вариации питч-фактора при изменении потенциала внутреннего (*а*) и внешнего (*б*) анодов

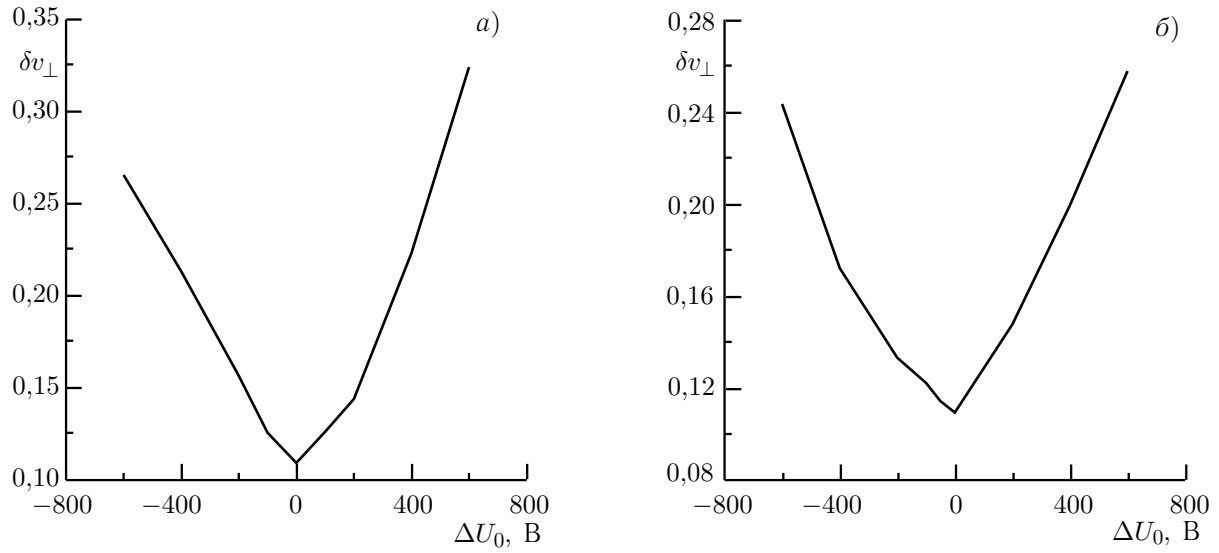


Рис. 6. Изменение разброса осцилляторных скоростей электронов при изменении потенциала внутреннего (*а*) и внешнего (*б*) анодов

нижнего анодов. Согласно расчётным данным (см. рис. 5) для вариации питч-фактора в широких пределах достаточно изменить потенциалы внешнего и внутреннего анодов не более чем на ±200 В ($\pm 0{,}04U_0$). Разброс осцилляторных скоростей электронов при этом увеличивается, но остаётся в допустимых пределах (см. рис. 6).

Таким образом, при $U_0 = 5$ кВ неадиабатическая система, работающая в режиме ограничения тока пространственным зарядом, оказывается наиболее приемлемой для формирования винтового электронного пучка.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для эффективной работы гиротрона с энергией электронов, близкой к 1 % энергии покоя, требуются существенные изменения конструкции генератора. При этом основные проблемы связаны

не только с низкой энергией электронов, но и с высокой плотностью пространственного заряда пучка. Эти особенности влияют и на формирование электронного потока, и на эффективность взаимодействия электронов с высокочастотным полем резонатора. В низковольтном гиротроне высокий КПД (около 35 %) достижим лишь при высоком качестве электронного пучка, а также при оптимизации продольного распределения высокочастотного поля в резонаторе. Расчёты показывают, что выполнение требований к электронному пучку возможно при использовании неадиабатической электронной пушки, работающей в режиме ограничения тока пространственным зарядом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04–02–17114 и 05–02–16015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bykov Yu., Eremeev A., Glyavin M., et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004. V. 32, No. 1. P. 67.
2. Денисов Г. Г., Запевалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 845.
3. Kuftin A. N., Belov S. P., Lygin V. K., et al. // Proc. SPIE. V. 4 187. P. 108.
4. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 1. С. 141.
5. Нусинович Г. С., Эрм Р. М. // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1972. Т. 8. С. 55.
6. Завольский Н. А., Запевалов В. Е., Моисеев М. А., Немировская Л. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 8. С. 675.
7. Быков Ю. В., Гольденберг А. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 7. С. 1 066
8. Кураев А. А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск: Наука и техника, 1971.
9. Власов С. Н., Орлова И. М., Петелин М. И. // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 62.
10. Цимринг Ш. Е. Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 4. Саратов: Изд-во СГУ, 1974. С. 3.
11. Гольденберг А. Л., Мануилов В. Н., Глявин М. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. С. 517.
12. Krivosheev P. V., Lygin V. K., Manuilov V. N., Tsimring Sh. E. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 2001. V. 22, No. 8. P. 1 119.

Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.; принята в печать 18 августа 2005 г.

TECHNOLOGICAL GYROTRON WITH LOW OPERATING VOLTAGE

A. L. Goldenberg, M. Yu. Glyavin, N. A. Zavol'sky, and V. N. Manuilov

The project of 24 GHz gyrotron with low (about 5 kV) operating voltage is considered. The non-adiabatic electron gun which forms the helical electron beam with the pitch-factor of 1.8 and velocity spread about 10 % is described. The longitudinal distribution of the RF-field in the cavity is optimized choosing the length and height of the step. The calculated efficiency of the gyrotron at the second gyrofrequency harmonic is about 35 %.

УДК 517.958:537.874

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА МОД ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР С ДВУМЕРНОЙ БРЭГГОВСКОЙ ГОФРИРОВКОЙ (ТЕОРИЯ И «ХОЛОДНЫЙ» ЭКСПЕРИМЕНТ)

Н. С. Гинзбург[1], *Г. Г. Денисов*[1], *С. В. Кузиков*[1], *Н. Ю. Песков*[1], *А. С. Сергеев*[1], *В. Ю. Заславский*[1], *А. В. Аржанников*[2], *П. В. Калинин*[2], *С. Л. Синицкий*[2], *М. Тумм*[3]

[1] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
[2] Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия;
[3] Исследовательский центр Карлсруе, Германия

В рамках геометрооптического приближения проведён теоретический анализ электродинамических свойств двумерно-периодических брэгговских структур планарной геометрии. Исследованы особенности двумерных структур с различными профилями, включая двумерную синусоидальную и «шахматную» гофрировки, а также гофрировку в виде прямоугольных канавок. Проведено «холодное» тестирование брэгговских структур в диапазонах 60 и 75 ГГц. Измеренные частотные зависимости коэффициентов отражения, прохождения и рассеяния в поперечном направлении находятся в хорошем соответствии с расчётами. Получено экспериментальное подтверждение существования высокодобротных мод в окрестности частоты точного брэгговского резонанса.

ВВЕДЕНИЕ

Возможность создания мазеров на свободных электронах (МСЭ) миллиметрового диапазона длин волн с гигаваттным уровнем мощности исследуется в настоящее время в совместных экспериментах Института ядерной физики СО РАН и Института прикладной физики РАН при участии Исследовательского центра Карлсруе (FZK, Германия). Основой этих экспериментов являются сильноточные релятивистские пучки ленточной геометрии, реализованные в ИЯФ СО РАН, поперечные размеры которых могут достигать 140 см, а мощность — 10÷100 ГВт [1, 2]. Для получения пространственно-когерентного излучения от подобных пучков предложено использовать двумерную распределённую обратную связь [3, 4], которая может быть реализована в брэгговских резонаторах с двумерно-периодической гофрировкой стенок (двумерные брэгговские резонаторы). Первые эксперименты по демонстрации работоспособности планарного МСЭ с двумерной распределённой обратной связью проведены на базе сильноточного ускорителя ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН) [5, 6].

Следует отметить, что двумерные брэгговские резонаторы являются развитием идеи одномерных брэгговских резонаторов [7–10], обеспечивающих одномерную распределённую обратную связь и ставших в настоящее время традиционными электродинамическими системами как для квантовых, так и для классических генераторов. В микроволновых МСЭ-генераторах подобные резонаторы могут быть выполнены в виде отрезков волноводов, имеющих слабую однопериодическую гофрировку [9, 10], и, таким образом, представляют собой удобный канал для транспортировки сильноточного магнитонаправляемого релятивистского электронного пучка. Эти резонаторы обеспечивают хорошую селективность по продольному индексу мод, однако увеличение их поперечных размеров ведёт к потере селективности по поперечному индексу. Таким образом, в реализованных в миллиметровом диапазоне длин волн брэгговских МСЭ-генераторах поперечные размеры электродинамических систем составляли не более одной-двух длин волн, а достигнутая мощность не превышала десятков мегаватт [10–15].

В отличие от своих одномерных аналогов, цикл обратной связи в случае двумерных брэгговских структур с двумерно-периодической гофрировкой формируется четырьмя парциальными волнами, две из которых распространяются в попутном и встречном, а две других — в поперечном (по отношению к движению электронов) направлениях. Эти поперечные потоки электромагнитной энергии приводят к синхронизации излучения различных частей широкого ленточного электронного пучка.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию электродинамических характеристик двумерных брэгговских резонаторов. Одним из вопросов является выбор приемлемой технологии изготовления подобных структур, поскольку «идеальная» двумерная брэгговская структура, имеющая двумернопериодическую синусоидальную гофрировку, достаточно сложна в изготовлении. Наиболее простой с этой точки зрения могла бы являться двумерная гофрировка, выполненная путём нарезки прямоугольных канавок во взаимно перпендикулярных направлениях. Однако, как показывают результаты проведённого ниже анализа, такая гофрировка имеет в своем спектре дополнительные пространственные гармоники, которые отвечают за прямое (одномерное) рассеяние попутной и встречной парциальных волн и приводят к ухудшению селективности брэгговской структуры. Отсутствие паразитных одномерных гармоник может быть достигнуто в так называемой «шахматной» структуре, которая представляется хорошей аппроксимацией синусоидальной структуры и в то же время является более простой с точки зрения реализации. В данной работе в рамках геометрооптического приближения проведено сравнение свойств двумерных брэгговских структур с различной формой гофрировки. Результаты теоретического анализа подтверждены «холодными» электродинамическими тестами, выполненными в диапазонах 60 и 75 ГГц. Следует отметить, что в первых электродинамических экспериментах [16] были исследованы наиболее простые с технологической точки зрения решётки с гофрировкой в виде прямоугольных канавок. Важным результатом настоящей работы является экспериментальная демонстрация существования в двумерных брэгговских резонаторах высокодобротных мод в центре полосы брэгговского рассеяния [3, 17]. В этом обстоятельстве заключается их принципиальное отличие как от традиционных одномерных брэгговских структур, так и от фотонных структур, являющихся в настоящее время объектом интенсивного исследования [18, 19]. И в одномерных брэгговских структурах, и в фотонных структурах для формирования мод внутри полосы непрозрачности необходимо наличие дефектов гофрировки.

1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Двумерный брэгговский резонатор может быть выполнен в виде отрезка планарного волновода с длиной l_z, шириной l_x и зазором между пластинами a_0 (рис. 1*а*). На внутренние стенки волновода нанесена двоякопериодическая гофрировка. Угол между трансляционными векторами гофрировки $\bar{\mathbf{h}}_+$ и $\bar{\mathbf{h}}_-$ равен φ (рис. 1*б*). На такой гофрировке возникает связь и взаимное рассеяние четырёх парциальных волн, распространяющихся в двух взаимно перпендикулярных направлениях:

$$\mathbf{E} = \mathrm{Re}\Big[\big(A_+\mathbf{E}_{a+}\exp(-ih_{a+}z) + A_-\mathbf{E}_{a-}\exp(ih_{a-}z) + \\ + B_+\mathbf{E}_{b+}\exp(-ih_{b+}x) + B_-\mathbf{E}_{b-}\exp(ih_{b-}x)\big)\exp(i\omega t)\Big], \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_{a+}$, $\mathbf{E}_{a-}$ и $\mathbf{E}_{b+}$, $\mathbf{E}_{b-}$ — функции, описывающие поперечные (вдоль оси y) распределения поля соответствующих волн. Если предположить, что синхронная волна с амплитудой A_+ распространяется в направлении поступательного движения электронов и усиливается электронным

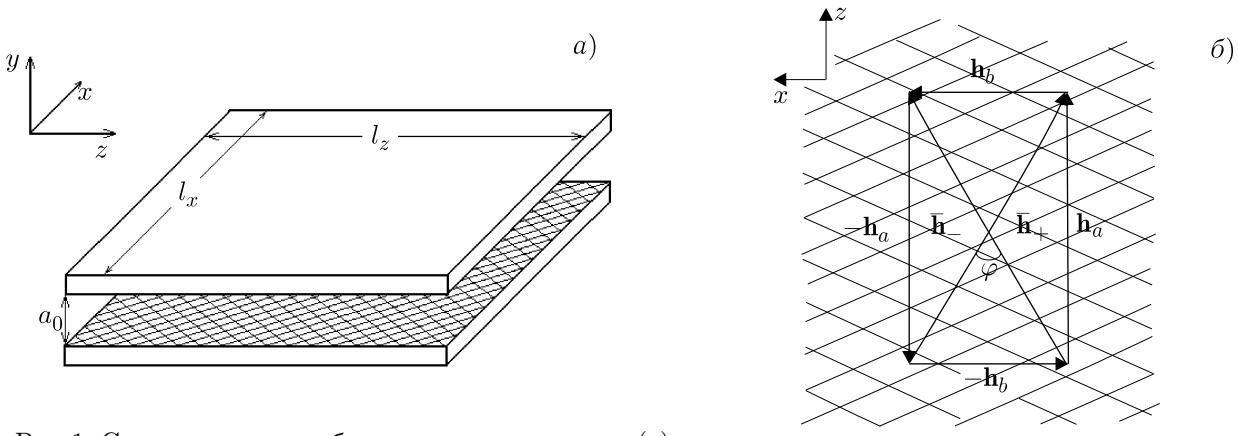


Рис. 1. Схема двумерного брэгговского резонатора (*а*) и диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн (*б*): $\mathbf{h}_a$ и $\mathbf{h}_b$ — волновые векторы парциальных волн, $\bar{\mathbf{h}}_+ = \bar{h}_x\mathbf{x}_0 + \bar{h}_z\mathbf{z}_0$ и $\bar{\mathbf{h}}_- = \bar{h}_x\mathbf{x}_0 - \bar{h}_z\mathbf{z}_0$ — векторы решётки

потоком, то волны с амплитудами B_+ и B_-, распространяющиеся в поперечном направлении, обеспечивают синхронизацию излучения различных частей широкого ленточного электронного пучка. Волна с амплитудой A_- служит для замыкания цикла обратной связи.

Двумерная брэгговская структура может быть реализована с помощью гофрировок различных типов, примеры которых изображены на рис. 2. «Идеальная» двумерная гофрировка (рис. 2*а*) представляет собой произведение двух синусоидальных функций с периодами d_x и d_z по координатам x и z соответственно:

$$a(x,z) = \frac{a_1^{\sin}}{2}\cos(\bar{h}_x x)\cos(\bar{h}_z z) = \frac{a_1^{\sin}}{4}\left[\cos(\bar{h}_x x + \bar{h}_z z) + \cos(\bar{h}_x x - \bar{h}_z z)\right], \tag{2}$$

где $a_1^{\sin}$ — глубина гофрировки, $\bar{h}_x = 2\pi/d_x$ и $\bar{h}_z = 2\pi/d_z$ — проекции трансляционных векторов решётки $\bar{\mathbf{h}}_+$ и $\bar{\mathbf{h}}_-$ (рис. 1*б*). Эта гофрировка обеспечивает эффективную связь и взаимное рассеяние четырёх парциальных волн (1), если волновые числа парциальных волн h_{a+}, h_{a-} и h_{b+}, h_{b-} удовлетворяют условию брэгговского резонанса:

$$h_{a+} = h_{a-} \approx \bar{h}_z, \qquad h_{b+} = h_{b-} \approx \bar{h}_x. \tag{3}$$

В общем случае волны с амплитудами A_+, A_- и B_+, B_- могут отличаться как поперечной (вдоль оси y) структурой поля, которая соответствует структуре одной из собственных волн планарного волновода, так и постоянными распространения $h_{a+} \neq h_{b+}$, как это показано на рис. 1*б*. Однако в случае перпендикулярных друг к другу трансляционных векторов решётки ($\varphi = 90°$, $\bar{h}_x = \bar{h}_z$) все четыре парциальные волны должны иметь одинаковое число вариаций поля вдоль оси y и равные волновые числа $h_{a+} = h_{a-} = h_{b+} = h_{b-} = h$. Условие брэгговского резонанса (3) в этом случае имеет вид:

$$h \approx \bar{h}, \tag{4}$$

где $\bar{h} = \bar{h}_x = \bar{h}_z = \bar{h}_\pm/\sqrt{2}$. В рамках геометрооптического приближения взаимное рассеяние парциальных волн на «идеальной» двумерной брэгговской решётке может быть описано уравнениями связанных волн для медленно меняющихся амплитуд $A_+(x,z)$, $A_-(x,z)$ и $B_+(x,z)$, $B_-(x,z)$ [4, 17]:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} - i\delta A_+ + i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(B_+ + B_-\right) = 0, \qquad \frac{\partial A_-}{\partial z} + i\delta A_- - i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(B_+ + B_-\right) = 0,$$

$$\frac{\partial B_+}{\partial x} - i\delta B_+ + i\alpha_{2\mathrm{D}}\,(A_+ + A_-) = 0, \qquad \frac{\partial B_-}{\partial x} + i\delta B_- - i\alpha_{2\mathrm{D}}\,(A_+ + A_-) = 0, \tag{5}$$

где $\delta = h - \bar{h}$ — отстройка от брэгговского резонанса (4). Коэффициент связи волн при рассеянии на двумерной структуре $\alpha_{2\mathrm{D}}$ в уравнениях (5) пропорционален глубине гофрировки $a_1^{\sin}$ и определяется тангенциальными компонентами магнитных полей и нормальными компонентами электрических полей парциальных волн $\mathbf{E}_{a+}$, $\mathbf{E}_{a-}$, $\mathbf{E}_{b+}$, $\mathbf{E}_{b-}$ на невозмущённой стенке волновода [20]. Коэффициенты связи парциальных волн с различной поперечной структурой при рассеянии на синусоидальной двумерной гофрировке получены в [17]. При $\varphi = 90^\circ$ для рассматриваемого далее случая рассеяния четырёх парциальных волн низшего (ТЕМ) типа в случае синфазной гофрировки обеих пластин резонатора коэффициент связи равен

$$\alpha_{2\mathrm{D}} = a_1^{\sin}\bar{h}/(8a_0). \tag{6}$$

Следует, однако, отметить, что «идеальная» синусоидальная форма двумерной гофрировки, которая рассматривалась в основополагающих теоретических работах [3, 4, 17], является весьма сложной с точки зрения практической реализации. По этой причине для первых «холодных» тестов [16] и начальных экспериментальных исследований МСЭ с двумерной распределённой обратной связью на основе ускорителя ЭЛМИ [5] были изготовлены структуры с более простой гофрировкой, представляющей собой прямоугольные канавки в двух перпендикулярных направлениях (рис. 2*б*). Такая гофрировка может быть представлена как произведение двух периодических функций:

$$a(x,z) = \frac{a_1^{\mathrm{rect}}}{4}\,(1 - [1 + f(x+z)]\,[1 + f(x-z)]), \tag{7}$$

где

$$f(\xi) = \begin{cases} -1, & 0 < \xi < d_\xi/2; \\ 1, & d_\xi/2 < \xi < d_\xi, \end{cases} \qquad f(\xi + d_\xi) = f(\xi),$$

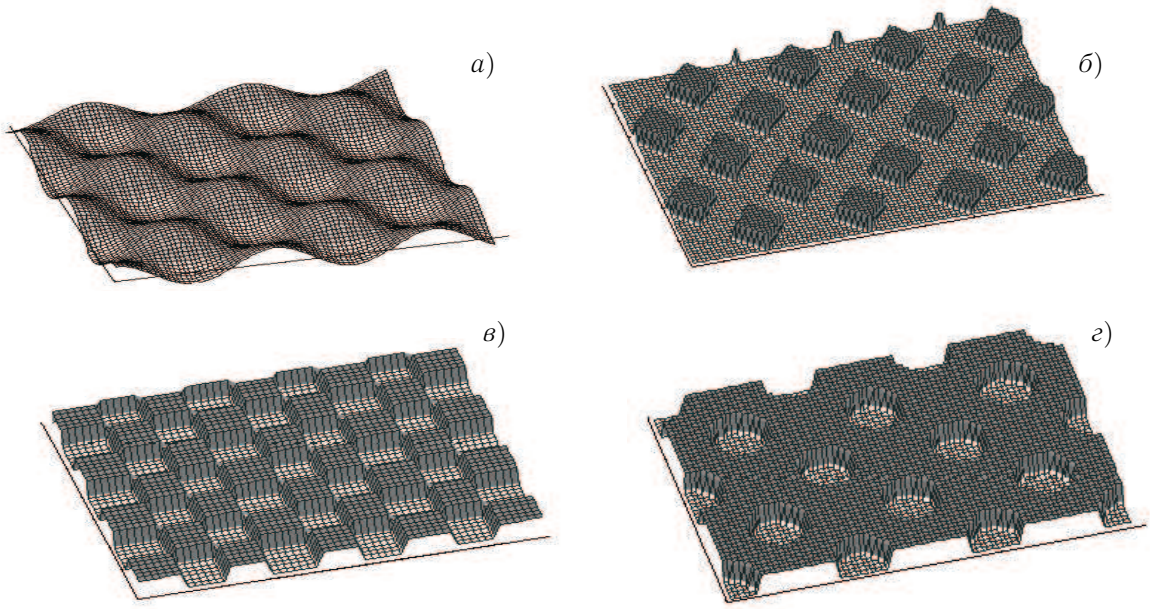


Рис. 2. Схемы различных типов двумерной гофрировки: (*а*) двоякопериодическая синусоидальная гофрировка, (*б*) гофрировка в виде взаимно перпендикулярных прямоугольных канавок, (*в*) «шахматная» гофрировка, (*г*) гофрировка в виде периодических отверстий

d_ξ и $a_1^{\rm rect}$ — период и глубина гофрировки соответственно. Фурье-разложение этой гофрировки содержит как «двумерные», так и «одномерные» компоненты:

$$a(x,z) = \frac{a_1^{\rm rect}}{4\pi}\left[\cos(\bar{h}x - \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x + \bar{h}z) + \frac{2}{\pi}\cos(2\bar{h}x) + \frac{2}{\pi}\cos(2\bar{h}z)\right]. \qquad (8)$$

Таким образом, при гофрировке (7) возможно существование циклов обратной связи двух типов. Первые два члена в разложении (8) обеспечивают рассеяние в рамках двумерного цикла обратной связи ($A_+ \leftrightarrow B_\pm \leftrightarrow A_-$, см. рис. 1*б*), в котором участвуют четыре парциальные волны с одинаковыми волновыми числами ($h_{a+} = h_{a-} = h_{b+} = h_{b-} = h$) в условиях резонанса (4). Наличие двух последних пространственных гармоник в разложении (8) обуславливает «одномерное» рассеяние [10], т. е. прямую связь встречно распространяющихся волн ($A_+ \leftrightarrow A_-$ и $B_+ \leftrightarrow B_-$), которая возникает при выполнении условия резонанса:

$$h_{a+} + h_{a-} \approx 2\bar{h}, \qquad h_{b+} + h_{b-} \approx 2\bar{h}. \qquad (9)$$

В условиях (9) в каждой паре парциальные волны могут иметь различную поперечную структуру и волновые числа. Важно отметить, что, если парциальные волны удовлетворяют условию двумерного резонанса (4), они автоматически удовлетворяют и «одномерному» условию (9), т. е. оба эти резонанса на решётке в виде прямоугольных канавок выполняются одновременно. Как показано в разделе 2, наличие одномерного рассеяния приводит к существенному изменению спектра мод двумерной брэгговской структуры [16]. В то же время условиям одномерного резонанса (9) удовлетворяют дополнительные пары волноводных мод с разными волновыми числами h_{a+}, h_{a-} (эти пары не могут участвовать в двумерном рассеянии, поскольку выполнение условий (9) не означает выполнения (4)) и различной поперечной структурой вдоль оси y. Это приводит к появлению в спектре мод резонатора дополнительных зон одномерного брэгговского рассеяния (см. раздел 3) и в целом ведёт к ухудшению селективности резонатора.

Оптимальным приближением к «идеальной» синусоидальной гофрировке является так называемая «шахматная» гофрировка (рис. 2*в*), которая может быть представлена как произведение двух меандров:

$$a(x,z) = \frac{a_1^{\rm chess}}{2}\, f(x)f(z). \qquad (10)$$

Для такой гофрировки с глубиной $a_1^{\rm chess}$ основной член в разложении Фурье имеет вид

$$a(x,z) \approx \frac{4a_1^{\rm chess}}{\pi^2}\left[\cos(\bar{h}x - \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x + \bar{h}z)\right], \qquad (11)$$

а «одномерные» гармоники пренебрежимо малы. Таким образом, согласно соотношению (11) «шахматная» гофрировка аналогична «идеальной» двумерной синусоидальной гофрировке (2) с эффективной глубиной $a_1^{\rm sin} = 16a_1^{\rm chess}/\pi^2$.

Следует, однако, заметить, что при практической реализации «шахматной» структуры могут иметь место неточности изготовления, особенно в углах гофрировки. Это приведёт к появлению паразитных гармоник в разложении Фурье, в том числе ответственных за одномерное рассеяние:

$$a(x,z) \approx \frac{4a_1^{\rm chess}}{\pi^2}\left[\cos(\bar{h}x - \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x + \bar{h}z)\right] + \varepsilon a_1^{\rm chess}\left[\cos(2\bar{h}x) + \cos(2\bar{h}z)\right]. \qquad (12)$$

Амплитуда паразитных гармоник, определяемая параметром ε, зависит от точности изготовления структуры.

Заметим также, что альтернативой «шахматной» структуре является структура в виде периодических отверстий (рис. 2*г*). Разложение Фурье для этой структуры имеет вид (12), где амплитуда «одномерных» гармоник зависит от соотношения между периодом структуры и диаметром отверстий.

При совместном выполнении условий двумерного (4) и одномерного (9) брэгговского резонансов уравнение связанных волн имеет вид [16]:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} - i\delta A_+ + i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(B_+ + B_-\right) + \alpha_{1\mathrm{D}} A_- = 0, \qquad \frac{\partial A_-}{\partial z} + i\delta A_- - i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(B_+ + B_-\right) - \alpha_{1\mathrm{D}} A_+ = 0,$$

$$\frac{\partial B_+}{\partial x} - i\delta B_+ + i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(A_+ + A_-\right) + \alpha_{1\mathrm{D}} B_- = 0, \qquad \frac{\partial B_-}{\partial x} + i\delta B_- - i\alpha_{2\mathrm{D}}\left(A_+ + A_-\right) - \alpha_{1\mathrm{D}} B_+ = 0, \quad (13)$$

где $\alpha_{1\mathrm{D}}$ — коэффициент связи [20] при одномерном рассеянии волн в условиях резонанса (9). В частности, для гофрировки в виде прямоугольных канавок (8) коэффициенты связи в случае одномерного и двумерного рассеяния парциальных волн ТЕМ-типа имеют вид

$$\alpha_{2\mathrm{D}} = \frac{a_1^{\mathrm{rect}}\bar{h}}{8\pi a_0}\ , \qquad \alpha_{1\mathrm{D}} = \frac{a_1^{\mathrm{rect}}\bar{h}}{2\pi^2 a_0}\ . \quad (14)$$

2. СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ ДВУМЕРНОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАНАРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Для нахождения спектра собственных мод двумерного брэгговского резонатора будем считать, что потоки электромагнитной энергии извне отсутствуют и для парциальных волн имеет место идеальное согласование на его границах:

$$A_+(x,0) = 0, \qquad A_-(x,l_z) = 0, \qquad B_+(0,z) = 0, \qquad B_-(l_x,z) = 0. \quad (15)$$

Анализ уравнений (13) (или (5) в случае «идеального» резонатора) с граничными условиями (15) показывает, что двумерный брэгговский резонатор обладает спектром высокодобротных собственных мод. При произвольном соотношении между коэффициентами связи при двумерном ($\alpha_{2\mathrm{D}}$) и одномерном ($\alpha_{1\mathrm{D}}$) рассеянии эти моды могут быть разделены на три семейства, лежащие в окрестности (а) $\delta \approx \alpha_{1\mathrm{D}}$, (б) $\delta \approx -2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}}$ и (в) $\delta \approx 2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}}$. В условиях сильной связи волн: $\{\alpha_{1\mathrm{D}} l_x, \alpha_{1\mathrm{D}} l_z, \alpha_{2\mathrm{D}} l_x, \alpha_{2\mathrm{D}} l_z\} \gg 1$, частоты

$$\omega_{mn} \approx c\bar{h} + c\,\mathrm{Re}\,\delta_{mn} \quad (16а)$$

и добротности

$$Q_{mn} \approx \bar{h}/(2\,\mathrm{Im}\,\delta_{mn}) \quad (16б)$$

собственных мод из соответствующих семейств даются соотношениями [1]

$$\delta^{\mp}_{n_{\mathrm{A}} n_{\mathrm{A}}} = \alpha_{1\mathrm{D}} + \frac{\pi^2 n_{\mathrm{A}}^2}{2 l_z^2\left(\alpha_{1\mathrm{D}} \mp \alpha_{2\mathrm{D}}\right)} + i\,\frac{\pi^2 n_{\mathrm{A}}^2}{l_z^3\left(\alpha_{1\mathrm{D}} \mp \alpha_{2\mathrm{D}}\right)^2}\ , \quad (17а)$$

$$\delta_{mn} = -2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}} - \frac{\pi^2}{4\left(\alpha_{1\mathrm{D}} + \alpha_{2\mathrm{D}}\right)}\left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2}\right) + i\,\frac{\pi^2}{2\left(\alpha_{1\mathrm{D}} + \alpha_{2\mathrm{D}}\right)^2}\left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3}\right), \quad (17б)$$

[1] Для простоты аналитическая формула (17а) для семейства мод с $\delta = \alpha_{1\mathrm{D}}$ приведена в случае симметричных мод ($m_{\mathrm{A}} = n_{\mathrm{A}}$) резонатора квадратной формы ($l_x = l_z$). В то же время в спектрах, представленных на рис. 3*а*, изображены и моды с индексами $m_{\mathrm{A}} \neq n_{\mathrm{A}}$.

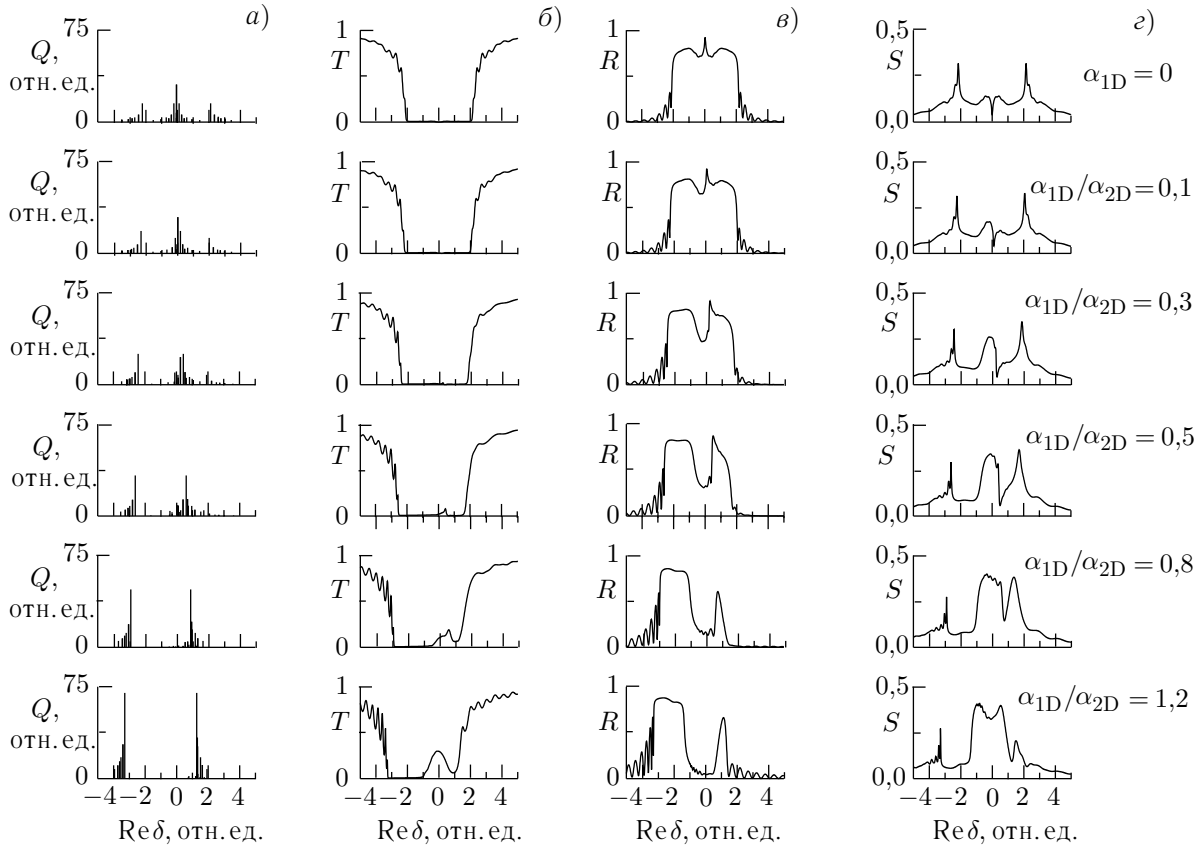


Рис. 3. Влияние одномерного рассеяния на спектр мод (*а*), а также коэффициенты прохождения (*б*), отражения (*в*) и рассеяния в поперечном направлении (*г*) двумерной брэгговской структуры

$$\delta_{mn} = 2\alpha_{2D} - \alpha_{1D} + \frac{\pi^2}{4\,(\alpha_{2D} - \alpha_{1D})}\left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2}\right) + i\,\frac{\pi^2}{2\,(\alpha_{2D} - \alpha_{1D})^2}\left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3}\right), \qquad (17в)$$

где $n_A = 1, 2, 3, \ldots$, $n = 0, 1, 2, \ldots$, $m = 0, 1, 2, \ldots$, но моды с индексами $n = 0$, $m = 0$ не существует. Согласно (17) при $\alpha_{1D} \le \alpha_{2D}$ двумерный брэгговский резонатор обладает высокой селективностью как по продольному (n, n_A, подобно одномерным аналогам), так и по поперечному (m, m_A) индексам мод. В случае открытого в поперечном направлении планарного резонатора эта селективность обеспечена наличием потоков энергии не только в продольном направлении (параллельно оси z), как это имеет место в традиционных одномерных брэгговских резонаторах, но и в поперечном направлении (параллельно оси x).

На рис. 3 показана эволюция спектра собственных мод двумерного брэгговского резонатора с ростом одномерного рассеяния на двумерной решётке (т. е. с увеличением коэффициента α_{1D}). В случае «идеальной» двумерной синусоидальной гофрировки ($\alpha_{1D} = 0$) собственные моды расположены в окрестности брэгговского резонанса $\delta \approx 0$, а также вблизи границы зоны брэгговского рассеяния $\delta \approx \pm 2\alpha_{2D}$. Выражения (17) в этом случае имеют вид (ср. с [17])

$$\delta^{\pm}_{m_A n_A} = \pm\,\frac{\pi^2 m_A n_A}{2\alpha_{2D} l_z l_x} + i\,\frac{\pi^2}{2\alpha_{2D}^2 l_z l_x}\left(\frac{n_A^2}{l_z} + \frac{m_A^2}{l_x}\right), \qquad (18а)$$

$$\delta^{\pm}_{mn} = \pm\left[2\alpha_{2D} + \frac{\pi^2}{4\alpha_{2D}}\left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2}\right)\right] + i\,\frac{\pi^2}{2\alpha_{2D}^2}\left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3}\right), \qquad (18б)$$

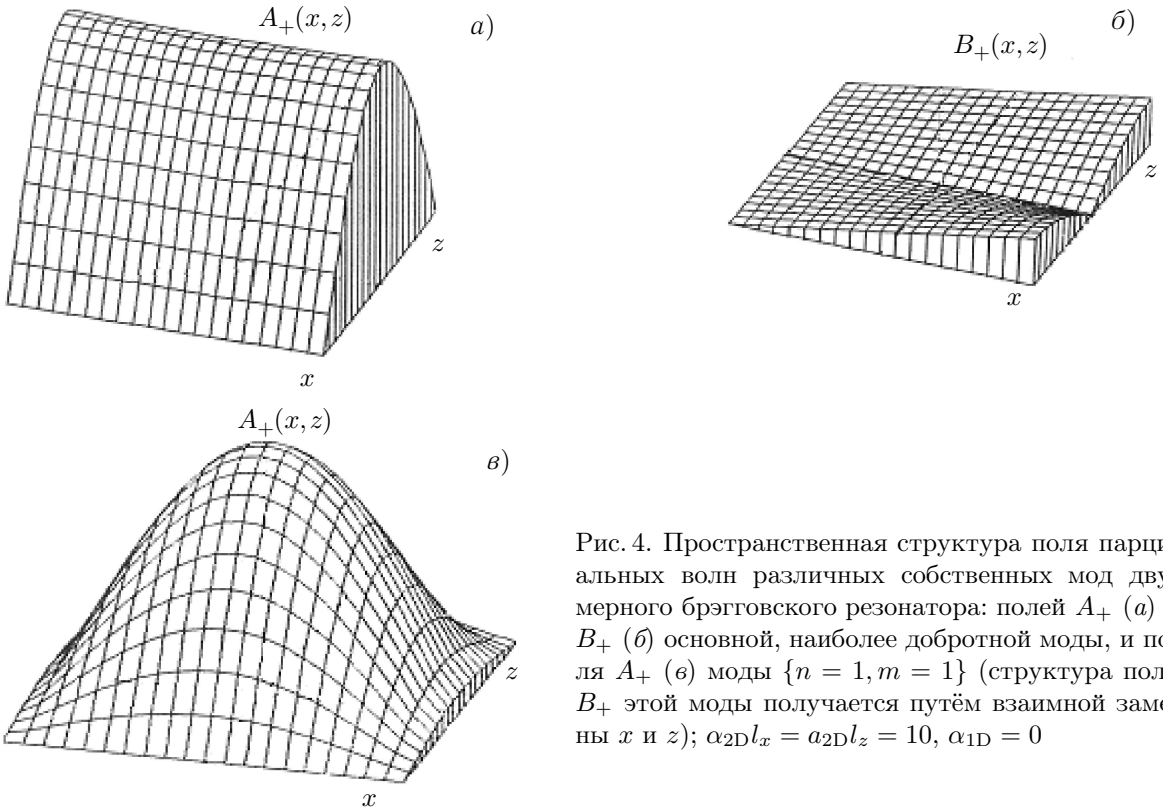


Рис. 4. Пространственная структура поля парциальных волн различных собственных мод двумерного брэгговского резонатора: полей A_+ (*а*) и B_+ (*б*) основной, наиболее добротной моды, и поля A_+ (*в*) моды $\{n = 1, m = 1\}$ (структура поля B_+ этой моды получается путём взаимной замены x и z); $\alpha_{2\mathrm{D}} l_x = a_{2\mathrm{D}} l_z = 10$, $\alpha_{1\mathrm{D}} = 0$

и спектр мод (рис. 3*а*) является симметричным относительно брэгговской частоты (частоты точного брэгговского резонанса) $\bar{\omega} = \bar{h}c$, т. е. $\delta = 0$. Максимальную добротность имеют моды с индексами $\{n = 0, m = 1\}$ и $\{n = 1, m = 0\}$ (рис. 4). Эти моды вырождены по частоте, которая совпадает с брэгговской частотой, а в случае $l_x = l_z$ — и по добротности.

Наличие прямого рассеяния попутной и встречной волн (т. е. $A_+ \leftrightarrow A_-$ и $B_+ \leftrightarrow B_-$) приводит к нарушению симметрии спектра мод резонатора по сравнению со случаем «идеального» двумерного резонатора с $\alpha_{1\mathrm{D}} = 0$. Моделирование показывает, что при наличии одномерного рассеяния на уровне $\alpha_{1\mathrm{D}} = 0{,}1\alpha_{2\mathrm{D}}$ отличие добротностей собственных мод $\{n = 1, m = 1\}$, расположенных на границах брэгговской полосы $\delta \approx \pm 2\alpha_{2\mathrm{D}}$, составляет около 20 % (см. рис. 3). Кроме этого, с ростом уровня одномерного рассеяния происходит сдвиг спектра мод в область низких частот. При этом добротности собственных мод с индексами $\{n = 1, m = 1\}$, расположенных в окрестности $\delta \approx \alpha_{1\mathrm{D}}$ и $\delta \approx -2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}}$, возрастают, в то время как добротности основных мод $\{n = 0, m = 1\}$ и $\{n = 1, m = 0\}$ с отстройкой $\delta \approx \alpha_{1\mathrm{D}}$ (т. е. $\delta \approx 0$ в случае «идеального» резонатора) уменьшаются. Уменьшение добротности происходит также у мод с частотами, расположенными в окрестности $\delta \approx 2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}}$. В результате в случае гофрировки в виде прямоугольных канавок (7), которой соответствует $\alpha_{1\mathrm{D}} = 1{,}2\alpha_{2\mathrm{D}}$, максимальной добротностью обладают моды с одной вариацией поля по обеим координатам $\{n = 1, m = 1\}$, расположенные в окрестности $\delta \approx \alpha_{1\mathrm{D}}$ и $\delta \approx -2\alpha_{2\mathrm{D}} - \alpha_{1\mathrm{D}}$ (рис. 3).

Частоты и добротности собственных мод резонатора могут быть также найдены при моделировании процесса возбуждения резонатора падающим на его границу волновым пучком. Решение такой задачи используется далее для интерпретации результатов «холодных» измерений электродинамических характеристик резонатора. При падении на границу волнового пучка (для определённости, при $z = 0$) граничное условие для волны с амплитудой A_+ в уравнениях (13)

в общем случае имеет вид

$$A_+(x,0) = A_0(x)\exp[i\varphi(x)]. \tag{19}$$

Считаем, что падение волны происходит под малым углом к нормали к этой грани резонатора (т. е. под малым углом к оси z). Таким образом, на другую (перпендикулярную) грань резонатора эта волна падает под большим углом к нормали и, следовательно, оказывается вдали от брэгговского резонанса (4). Это позволяет в усреднённых уравнениях (13) граничные условия для остальных парциальных волн полагать в форме (15).

На рис. 3 приведены также зависимости интегральных коэффициентов отражения R, прохождения T и рассеяния в поперечном направлении S:

$$R = \frac{\int_0^{l_x} |A_-(x,0)|^2\,\mathrm{d}x}{\int_0^{l_x} |A_+(x,0)|^2\,\mathrm{d}x}\,, \qquad T = \frac{\int_0^{l_x} |A_+(x,l_z)|^2\,\mathrm{d}x}{\int_0^{l_x} |A_+(x,0)|^2\,\mathrm{d}x}\,, \qquad S = \frac{l_x\int_0^{l_z} |B_-(0,z)|^2\,\mathrm{d}z}{l_z\int_0^{l_x} |A_+(x,0)|^2\,\mathrm{d}x}\,, \tag{20}$$

для брэгговских структур с различной формой гофрировки (с различным уровнем одномерного рассеяния) в случае нормального падения на границу резонатора волнового пучка с плоским фазовым фронтом. Видно, что интегральные коэффициенты трансформации волн, как и спектр собственных мод, симметричны относительно $\delta = 0$ в случае «идеального» резонатора, а увеличение асимметрии наблюдается с ростом одномерного рассеяния.

Очевидно, что характер возбуждения различных собственных мод двумерного брэгговского резонатора зависит от их пространственной структуры. Таким образом, при нормальном падении на границу резонатора волнового пучка с плоским фазовым фронтом

$$A_+(x,0) = 1 \tag{21}$$

имеет место возбуждение собственных мод, имеющих симметричную (относительно середины резонатора в плоскости падения) структуру полей соответствующих парциальных волн. Моделирование показывает, что плоской волной в «идеальном» резонаторе могут возбуждаться собственные моды, расположенные в окрестности $\delta \approx \pm 2\alpha_{2\mathrm{D}}$ (ср. рис. 5*а* и *б*), которым соответствуют минимумы в коэффициенте отражения и максимумы в коэффициентах прохождения и рассеяния в поперечном направлении, а в резонаторе в виде прямоугольных канавок — моды в окрестности $\delta \approx \alpha_{1\mathrm{D}}$ (см. рис. 3). В то же время моды, имеющие антисимметричную структуру, волновым пучком с плоским фазовым фронтом не возбуждаются. Например, в случае «идеального» резонатора не возбуждаются моды, расположенные в окрестности брэгговского резонанса $\delta \approx 0$ (рис. 5*б*), что ведёт к появлению полосы непрозрачности для волн с плоским фазовым фронтом (аналогично традиционным одномерным брэгговским резонаторам).

К классу «несимметричных» с точки зрения возбуждения можно отнести и наиболее высокодобротные моды «идеального» двумерного резонатора, которые расположены внутри брэгговской полосы на частоте точного брэгговского резонанса. Как отмечалось выше, эти моды вырождены и имеют весьма специфическую структуру. У моды $\{m = 0, n = 1\}$ амплитуды A_+ и A_- парциальных волн на границах резонатора в направлении их распространения стремятся к нулю (т. е. парциальные волны похожи на стоячую волну), а распространяющиеся в поперечном направлении парциальные волны с амплитудами B_+ и B_- имеют антисимметричную структуру (см. рис. 4*а, б*). У моды $\{m = 1, n = 0\}$ структура парциальных волн аналогична с точностью до взаимной замены координат x и z, что в случае $l_x = l_z$ соответствует повороту резонатора на 90°. Таким образом, возбуждение основной собственной моды «идеального» резонатора $\{m = 0, n = 1\}$ падающей нормально его границе плоской волной с амплитудой A_+ малоэффективно,

а вырожденная с ней мода $\{m = 1, n = 0\}$ может быть возбуждена только антисимметричным волновым пучком. Одной из возможных реализаций такого несимметричного пучка, которую наиболее просто получить в условиях эксперимента, является наклонное падение плоской волны. Моделирование показывает, что оптимальные условия для возбуждения основной моды достигаются при наклонном падении, когда в падающей волне разность фаз на разных краях резонатора составляет 2π, т. е.

$$A_+(x, 0) = \exp(i2\pi x/l_x). \qquad (22)$$

Полученные в результате моделирования интегральные коэффициенты трансформации волн на «идеальной» брэгговской структуре в случае косого падения волны (граничное условие на падающую волну задаётся соотношением (22)) представлены на рис. 5*в*. Видно, что в центре полосы брэгговского рассеяния возникает просветление, соответствующее возбуждению основной и более высоких собственных мод резонатора, которые обладают несимметричной структурой (в этом случае собственным модам соответствуют максимумы в коэффициенте прохождения). В то же время при наклонном падении плоской волны отсутствует возбуждение симметричных собственных мод вблизи границы брэгговской полосы. Вдали от брэгговского резонанса, когда $|h - \bar{h}| \gg \{\alpha_{1\mathrm{D}}, \alpha_{2\mathrm{D}}\}$, коэффициент прохождения стремится к 100 %, а отражение и рассеяние в поперечном направлении практически отсутствуют. Следует отметить, что представленные на рис. 5 результаты отвечают модели, в которой параметры структур соответствуют экспериментальному макету (см. далее раздел 3).

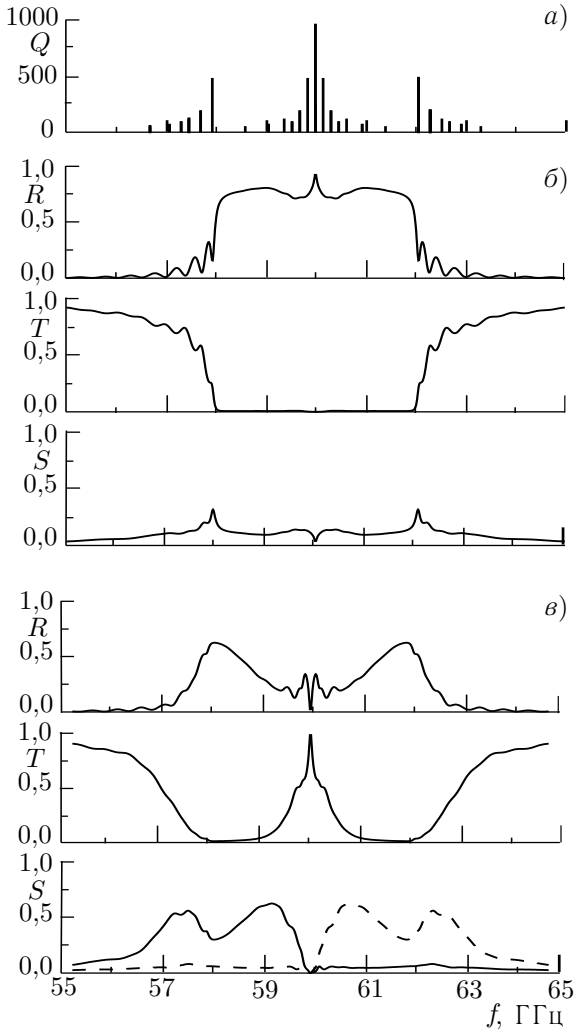


Рис. 5. Результаты моделирования спектра мод (*а*), а также частотных зависимостей интегральных коэффициентов R, T и S в случае нормального (*б*) и наклонного (*в*) падения волнового пучка с плоским фазовым фронтом на двумерный брэгговский резонатор с «идеальной» синусоидальной гофрировкой

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ДВУМЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Экспериментальное исследование электродинамических свойств двумерных брэгговских структур планарной геометрии с различными профилями гофрировки проводилось в диапазонах 60 и 75 ГГц. В диапазоне 60 ГГц были изготовлены структуры с двоякопериодической синусоидальной гофрировкой и гофрировкой в виде прямоугольных канавок. Структуры были выполнены в виде двух параллельных металлических пластин с размером 25×25 см и зазором между ними 0,5 см. Гофрировка была нанесена на внутренние поверхности обеих пластин, пластины выставлены относительно друг друга, чтобы обеспечить синфазность гофрировок. Двумерная синусоидальная

гофрировка имела глубину $a_1^{\sin} = 0{,}06$ см и период по обеим координатам $d_x = d_z = 0{,}5$ см, что в соответствии с условием резонанса (4) обеспечивает двумерное брэгговское рассеяние четырёх парциальных волн ТЕМ-типа в окрестности частоты 60 ГГц. Гофрировка в виде прямоугольных канавок была выполнена с глубиной $a_1^{\mathrm{rect}} = 0{,}04$ см, угол между направлениями канавок составлял 90°, период вдоль обеих диагоналей гофрировки был равен $d = 0{,}32$ см, что соответствовало периоду по координатам x и z $d_x = d_z = \sqrt{2}\, d \approx 0{,}46$ см. Таким образом, в соответствии с (4) эта решётка была рассчитана для двумерного брэгговского рассеяния ТЕМ-волн в окрестности частоты 64 ГГц.

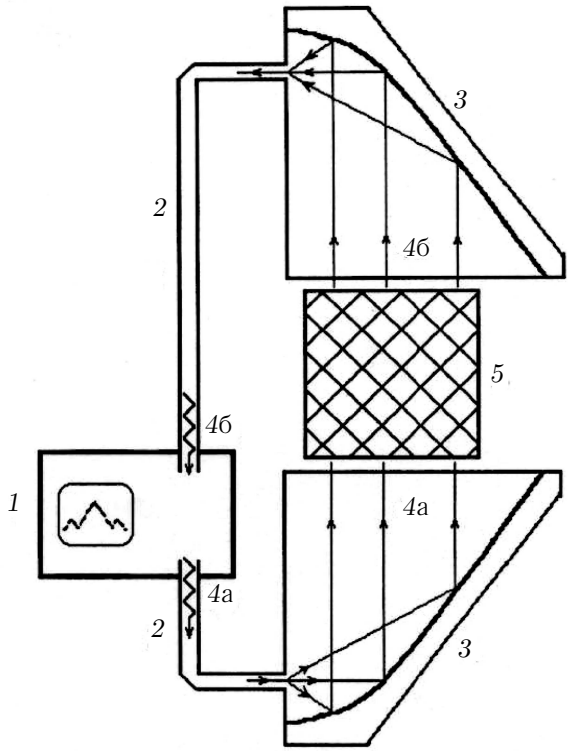


Рис. 6. Схема экспериментов по измерению электродинамических характеристик двумерных брэгговских резонаторов планарной геометрии: *1* — панорамный источник, *2* — одномодовые волновые тракты, *3* — квазиоптические передающие линии, *4*а — падающий волновой пучок, *4*б — прошедший волновой пучок, *5* — двумерный брэгговский резонатор

Схема экспериментов по измерению коэффициентов прохождения и отражения изображена на рис. 6. Рассеяние в поперечном направлении измерялось в аналогичной схеме, когда приёмный тракт располагался с бокового торца резонатора. Измерения проводились на панорамном источнике, возбуждение резонатора осуществлялось широким волновым пучком с плоским фазовым фронтом. Для формирования такого пучка была изготовлена планарная квазиоптическая передающая линия. Она представляла собой две параллельные металлические пластины, между которыми располагалось параболическое зеркало. Волновой пучок в виде H_{10}-волны прямоугольного волновода поступал из волноводного рупора с размером $0{,}7 \times 0{,}5$ см, помещённого в фокусе этой квазиоптической линии, и формировал на выходе плоский волновой пучок с размерами $40 \times 0{,}5$ см и структурой ТЕМ-волны планарного волновода. Поперечная структура этого волнового пучка была несимметрична относительно середины зеркала, однако меньшая по размеру брэгговская структура располагалась вблизи «вершины» этого волнового пучка, где изменение его амплитуды было незначительно. Аналогичные линии передачи использовались для приёма излучения, прошедшего через резонатор и рассеянного в поперечном направлении.

В соответствии с результатами теоретического анализа зона двумерного брэгговского рассеяния наблюдалась в частотном диапазоне 60 ГГц для резонаторов с гофрировками обоих типов. Эта зона соответствовала циклу обратной связи, сформированному из четырёх парциальных волн ТЕМ-типа. Результаты измерения коэффициентов T и S для решёток различных типов приведены на рис. 7, 8 и с хорошей точностью соответствуют расчётам, представленным на рис. 3 и 5. В частности, для решётки с гофрировкой в виде прямоугольных канавок наблюдалась асимметрия полосы зоны эффективного брэгговского рассеяния и положения собственных мод относительно брэгговской частоты (рис. 8). Эта решётка исследовалась только при нормальном падении волнового пучка, что позволяло возбуждать только собственные моды резонатора, расположенные у низкочастотной границы брэгговской полосы. Таким образом, в эксперименте наблюдался резонанс на частоте 59,5 ГГц, который соответствовал возбуждению собственной моды с индек-

сами $\{n = 1, m = 1\}$; измеренная по ширине резонансной кривой на уровне −3 дБ добротность моды составила около 1 500. Коэффициент связи волн, определяемый по ширине полосы брэгговского резонанса, несколько превосходил расчётное значение, найденное по асимптотическим формулам для мелкой синусоидальной гофрировки. Этот факт свидетельствует о необходимости учёта формы канавок при расчёте коэффициентов связи для гофрировки подобного типа.

Важно также подчеркнуть, что для структуры с гофрировкой в виде прямоугольных канавок наряду с полосой отражения в области 60 ГГц, обусловленной взаимным рассеянием четырёх волн ТЕМ-типа, наблюдалась полоса эффективного брэгговского отражения в районе частоты 75 ГГц. Эта полоса соответствовала взаимному рассеянию волн ТЕМ и TE_2 в условиях резонанса (9). Положение этой полосы и её ширина, определяемая коэффициентом связи $\alpha_{1D}^{TEM\leftrightarrow TE_2}$, также соответствовали расчёту. Поскольку в данной полосе имела место только связь прямой (A_+) и обратной (A_-) волн, поперечные потоки энергии здесь отсутствовали. Эта зона в спектре структуры с двойной синусоидальной гофрировкой в эксперименте не наблюдалась.

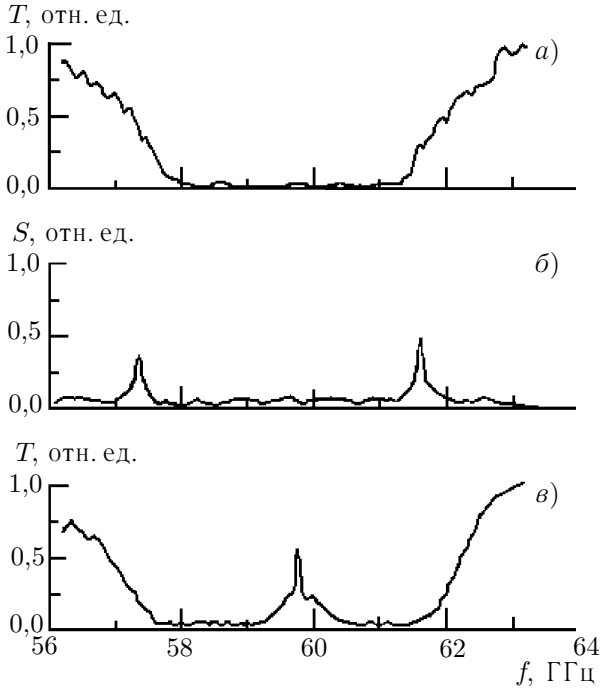


Рис. 7. Брэгговский резонатор с двоякопериодической синусоидальной гофрировкой. Результаты измерений коэффициентов T (*а*) и S (*б*) в диапазоне 55÷65 ГГц в случае нормального падения плоского волнового пучка и коэффициента T (*в*) в случае наклонного падения

Измеренные для структуры с двойной синусоидальной гофрировкой зависимости коэффициентов прохождения и рассеяния в поперечном направлении были более симметричными относительно брэгговской частоты (рис. 7). Важно подчеркнуть, что при нормальном падении волнового пучка наблюдалась зона непрозрачности, которая в коэффициенте прохождения составляла не менее −25 дБ. Ширина этой полосы запирания, определяемая коэффициентом связи волн, находилось в хорошем соответствии с результатами моделирования (расчётный коэффициент связи (6) на этой решётке для рассеяния волн ТЕМ-типа составлял $\alpha_{2D} \approx 0{,}2$ см$^{-1}$). При нормальном падении волнового пучка наблюдались два резонанса на частотах 57,3 и 61,2 ГГц, которые лучше всего разрешены в коэффициенте рассеяния в поперечном направлении. Эти резонансы соответствовали возбуждению собственных мод двумерной структуры с индексами $\{n = 1, m = 1\}$, т. е. с одной вариацией поля по обеим координатам, расположенных вблизи границы брэгговской полосы $\delta \approx \pm 2\alpha_{2D}$; измеренная добротность этих мод составила 600 и 500 соответственно. Возможным объяснением наблюдаемой асимметрии брэгговской зоны и спектра собственных мод двумерной синусоидальной структуры может быть, в том числе, наличие небольшой примеси «одномерных» гармоник, которое по результатам моделирования можно оценить на уровне $\alpha_{1D} \approx 0{,}1\alpha_{2D}$ (ср. с рис. 3).

Наклонное падение волнового пучка в эксперименте реализовывалось путём поворота торцов резонатора относительно торца планарной передающей линии на небольшой угол, так что на одном краю резонатора его торец касался торца передающей линии, а на другом был отодвинут на 5 мм. Такой угол поворота для частоты 60 ГГц соответствовал разности фаз на ширине резонатора, равной 2π. При этом в коэффициенте прохождения наблюдалось просветление в центре брэгговской полосы, которое согласно моделированию соответствовало возбуждению основной

и более высоких несимметричных мод резонатора (см. рис. 7*в*). Частота основной моды составляла 59,75 ГГц, её измеренная добротность — около 900, что хорошо соответствует расчётам.

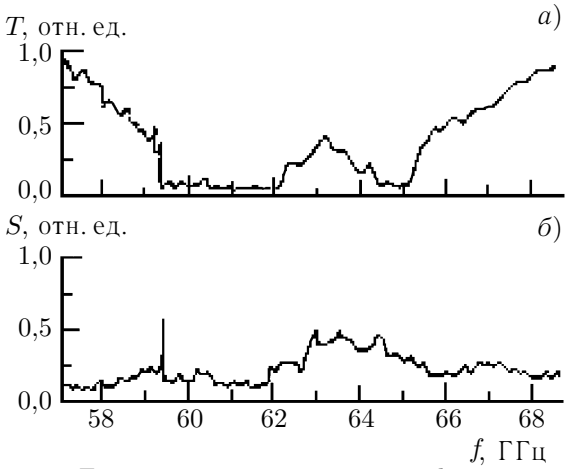


Рис. 8. Брэгговский резонатор с гофрировкой в виде перпендикулярных прямоугольных канавок. Результаты измерений коэффициентов T (*а*) и S (*б*) в диапазоне 55÷70 ГГц в случае нормального падения плоского волнового пучка

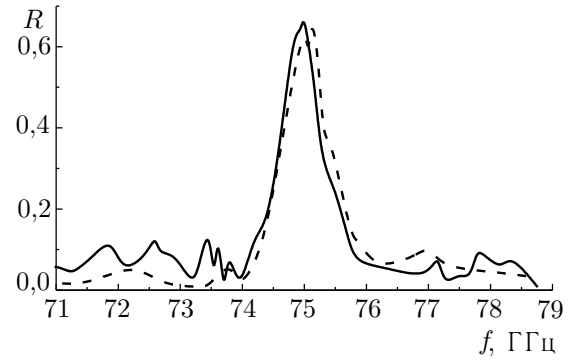


Рис. 9. Сравнение свойств брэгговских резонаторов с двумерной синусоидальной (сплошная линия) и «шахматной» (пунктир) гофрировкой. Результаты измерений коэффициентов отражения R в диапазоне 70÷80 ГГц в случае нормального падения плоского волнового пучка

Следует отметить, что для двумерного резонатора с синусоидальной гофрировкой были также измерены распределения полей парциальных волн на его торцах. Эти измерения проводились на фиксированной частоте (измеренной частоте собственной моды) движущимся параллельно торцу резонатора детектором, который сканировал распределение поля вдоль этого торца. Измеренные таким образом структуры полей также находились в хорошем соответствии с расчётом (см. подробнее [21]).

Следует также отметить небольшой, около 0,5 ГГц, сдвиг брэгговской полосы (и центральной брэгговской частоты), наблюдаемый в эксперименте для обоих типов решёток. Подобный сдвиг обусловлен неполным учётом конечности глубины гофра.

Кроме моделирующих экспериментов в диапазоне 60 ГГц исследования электродинамических свойств двумерных брэгговских структур проводились в диапазоне 75 ГГц, в котором ведутся работы по созданию планарного МСЭ с двумерной распределённой обратной связью на ускорителе ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН) [5, 6]. Целью «холодных» тестов здесь было сравнение свойств резонаторов двумерной синусоидальной и шахматной гофрировками. Обе структуры были изготовлены с одинаковыми периодами: $d_x = d_z = 0{,}4$ см, и одинаковой геометрией: $l_x = 20$ см, $l_z = 18$ см, $a_0 = 0{,}9$ см. Глубина двумерной синусоидальной гофрировки составила $a_1^{\sin} = 0{,}03$ см, «шахматной» гофрировки — $a_1^{\text{chess}} = 0{,}02$ см, чтобы согласно (8) обеспечить в указанном диапазоне одинаковый коэффициент связи $\alpha_{2\text{D}} \approx 0{,}07$ см$^{-1}$ для рассеяния волн ТЕМ-типа. Результаты измерения представлены на рис. 9 и демонстрируют, что обе гофрировки обеспечивают практически одинаковое отражение. Следует отметить, что добротность структур, используемых в «горячих» экспериментах, не слишком велика (эти структуры в МСЭ служат в качестве селективных отражателей), так что собственные моды структур не могли быть разрешены в «холодных» тестах. Тем не менее топологическая идентичность интегральных коэффициентов рассеяния на этих структурах и их близость к расчётным величинам позволяет сделать вывод, что «шахматная» структура достаточно хорошо аппроксимирует двумерную синусоидальную структуру при использовании в мощных МСЭ-генераторах. В то же время разработанная в ИЯФ СО РАН фотохимическая технология изготовления «шахматных» решёток значительно экономичнее по сравнению с технологией изготовления двумерной синусоидальной структуры путём фрезерования.

4. ВЫВОДЫ

В рамках геометрооптического приближения проведён анализ спектра собственных мод и коэффициентов рассеяния для планарных двумерных брэгговских структур при различных профилях гофрировки. Исследованы особенности возбуждения различных мод при нормальном и наклонном падении внешней волны.

Проведённые экспериментальные исследования частотных зависимостей коэффициентов рассеяния для структур с различным профилем гофрировки в диапазонах 60 и 75 ГГц демонстрируют хорошее совпадение с результатами теоретического анализа и моделирования. Измеренные резонансные частоты и добротности мод (по ширине резонансной линии) согласуются с расчётом. Показано, что наличие паразитного «одномерного» рассеяния, которое имеет место, в частности, на структуре в виде прямоугольных канавок, существенно влияет на спектр мод и приводит в конечном итоге к ухудшению селективности резонатора. Оптимальной структурой для реализации двумерной распределённой обратной связи является двумерная синусоидальная гофрировка, которая, в свою очередь, хорошо апроксимируется «шахматной» гофрировкой, более простой с точки зрения практической реализации.

Продемонстрировано качественное отличие поведения коэффициентов прохождения в окрестности брэгговской частоты в случае нормального и наклонного падения внешней волны. В последнем случае показано существование высокодобротных мод в центре брэгговской полосы.

Совокупность теоретических и экспериментальных результатов, изложенных в данной работе, а также результаты проведённого к настоящему времени моделирования на основе трёхмерных электродинамических кодов [21] позволяют сделать вывод о реализуемости и работоспособности двумерных брэгговских резонаторов, а также об адекватности использования геометрооптического приближения для описания основных характеристик этих структур при больших параметрах Френеля (экспериментальное тестирование проведено при параметре Френеля $l_x^2/(\lambda l_z) \approx 50$). Соответственно, является оправданным использование этого приближения для анализа процессов генерации при возбуждении таких резонаторов электронными потоками. Основные результаты такого анализа изложены в работе [22] и демонстрируют, что использование двумерных брэгговских резонаторов позволяет получать пространственно-когерентное излучение в МСЭ при поперечных размерах системы $l_x/\lambda \leq 10^2 \div 10^3$ (т. е. практически неограниченных в масштабе существующих электронных потоков). На основе проведённых исследований спроектированы двумерные брэгговские структуры, которые используются для обеспечения селекции мод в планарном МСЭ-генераторе с рабочей частотой 75 ГГц, разрабатываемом совместно ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН на основе ускорителя ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 04–02–17118 и 05–02–17036), а также INTAS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arzhannikov A. V., Nikolaev V. S., Sinitsky S. L., Yushkov M. V. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72, No. 4. P. 1 657.
2. Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Nikolaev V. S., et al. // Proc. 10th Int. Conf. On High-Power Particle Beams, San Diego, USA, 1994. V. 1. P. 136.
3. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S. // Opt. Comm. 1993. V. 96, No. 4–6. P. 254.
4. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 1995. V. 358. P. 189.

5. Agarin N. V., Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 2000. V. 445. P. 222.
6. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., et al. // Digest of the 2004 Joint 29th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics, Karlsruhe, Germany, 2004 / Ed. by M. Thumm, W. Wiesbeck. P. 565.
7. Kogelnik H., Shank C. V. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2 327.
8. Yariv A. Quantum Electronics. New York: John Wiley and Sons Inc., 1975.
9. А. с. № 720592. Резонатор / Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Резников М. Г. Опубл. Бюл. № 9, 1980.
10. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. 19, No. 3. P. 282.
11. Chu T. S., Hartemann F. V., Danly B. G., Temkin R. J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72, No. 15. P. 2 391.
12. Mima K., Imasaki K., Kuruma S., et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 1991. V. 285. P. 47.
13. Zambon P., Witteman W. J., Van der Slot P. J. M. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 1994. V. 341. P. 88.
14. Cross A. W., Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 1998. V. 407. P. 181.
15. Песков Н. Ю., Гинзбург Н. С., Каминский А. К. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 11. С. 19.
16. Песков Н. Ю., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 8. С. 72.
17. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60, No. 1. P. 935.
18. Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2 059.
19. Photonic Bandgaps and Localization / Ed. by C. M. Soukoulis. New York: Plenum, 1993.
20. Ковалёв Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 783.
21. Peskov N. Yu., Ginzburg N. S., Denisov G. G., et al. // The 6th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Nizhni Novgorod, Russia, 2005.
22. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 5–6. С. 533.

Поступила в редакцию 20 июня 2005 г.; принята в печать 24 ноября 2005 г.

SPECIFIC FEATURES OF MODE SPECTRUM OF PLANAR STRUCTURES WITH TWO-DIMENSIONAL BRAGG CORRUGATION (THEORY AND "COLD" EXPERIMENT)

N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, S. V. Kuzikov, N. Yu. Peskov, A. S. Sergeev, V. Yu. Zaslavsky, A. V. Arzhannikov, P. V. Kalinin, S. P. Sinitsky, and M. Tumm

Electrodynamical properties of two-dimensionally-periodic Bragg structures of planar geometry are theoretically analyzed within the framework of the geometrical-optics approximation. Specific features of two-dimensional structures with different profiles, such as two-dimensional sinusoidal and "chess" corrugation and corrugation in the form of rectangular grooves, are studied. "Cold" testing of the Bragg structures in the frequency ranges of 60 and 75 GHz is performed. The measured frequency dependences of the coefficients of reflection, transmission, and scattering in the transverse direction are in a good argeement with calculations. Existence of high-quality modes near the frequency of exact Bragg resonance is experimentally confirmed.

УДК 551.510+621.382.2

СОЗДАНИЕ РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ В 1,5- И 2-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ОПТИМИЗИРОВАННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

С. Б. Розанов[1], *И. И. Собельман*[1], *В. Г. Божков*[2], *Н. А. Есепкина*[3], *А. Н. Игнатьев*[4], *Е. П. Кропоткина*[1], *С. К. Круглов*[3], *П. Л. Никифоров*[5], *В. И. Перфильев*[2], *Ю. А. Пирогов*[4], *И. И. Саенко*[3], *С. В. Соломонов*[1], *С. Ю. Турыгин*[6], *А. М. Штанюк*[5]

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва;
[2] ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов», г. Томск;
[3] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, г. Санкт-Петербург;
[4] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва;
[5] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
[6] ФГУП Специальное конструкторское бюро ИРЭ РАН, г. Фрязино, Россия

С помощью компьютерного моделирования оптимизированы характеристики радиоспектрометров для дистанционного зондирования озона и окиси хлора в атмосфере Земли на частотах 142 и 204 ГГц, сформулированы основные требования к приборам. Рассмотрены варианты спектрометров с широкополосным акустооптическим анализатором спектра и двумя фильтровыми анализаторами спектра, оптимизированными по частотному разрешению. Дано краткое описание спектрометров и их основных узлов.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения спектров теплового излучения атмосферы на миллиметровых радиоволнах являются эффективным методом определения вертикального распределения её малых газовых составляющих [1]. Минимизация искажений формы измеряемых спектральных линий обеспечивается высокой чувствительностью и оптимальным частотным разрешением спектрометров. В настоящее время в ФИАН совместно с ИПФ РАН, СПбГПУ, ОАО «НИИПП», МГУ, ФГУП СКБ ИРЭ РАН и другими организациями ведутся разработка и изготовление новых спектрометров для наземных измерений вертикальных распределений малых газовых составляющих атмосферы: транспортабельного озонометра с рабочей частотой 142,2 ГГц и стационарного спектрометра с рабочей частотой 204,4 ГГц для исследования озоноразрушающей окиси хлора. В статье представлены результаты оптимизации характеристик создаваемых приборов и кратко рассмотрены их основные узлы.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для оценки ожидаемых интенсивностей спектральных линий излучения малых газовых составляющих атмосферы и определения параметров аппаратуры были проведены расчёты яркостной температуры излучения атмосферы в спектральных линиях озона, окиси хлора и других газов [2]. Использовалась плоскослоистая модель атмосферы (высоты 0÷100 км), в которую были включены 9 газов, имеющих резонансные линии в миллиметровом диапазоне длин волн (O_2, H_2O, O_3, ClO, N_2O, NO, NO_2, HNO_3, CO), а также азот. Значения спектроскопических параметров газов были взяты из атласа спектральных линий HITRAN 2000 [3]. В программу закладывалось

несколько профилей температуры и влажности тропосферы, что позволяло моделировать различные условия наблюдений.

В результате расчётов было установлено, что для наземного дистанционного зондирования озона и окиси хлора на миллиметровых волнах предпочтительными являются линии излучения этих составляющих с центральными частотами 142,175 и 204,35 ГГц соответственно. Эти линии находятся вблизи центров окон прозрачности атмосферы и в наибольшей степени удовлетворяют условию изолированности. Расчёты показали, что оптимальный зенитный угол зондирования, для которого достигается максимум отношения сигнал/шум, уменьшается при повышении влажности тропосферы. Для оптимальной работы озонометра 2-миллиметрового диапазона в широком интервале тропосферных условий необходимо иметь возможность изменять зенитный угол в пределах $60^\circ \div 75^\circ$. Для спектрометра 1,5-миллиметрового диапазона длин волн требуемый интервал зенитных углов составляет $40^\circ \div 70^\circ$ [4].

Компьютерное моделирование (см. также раздел 3) позволило определить основные требования к спектрометрам. Для восстановления вертикального распределения озона на высотах $15 \div 75$ км (до 95 км ночью) с хорошей точностью при времени измерения не более 1–2 часов шумовая температура озонометра, работающего на частоте 142,2 ГГц, должна быть не более 1 500 К (здесь и ниже приведены значения однополосной шумовой температуры). Для определения вертикального распределения окиси хлора на высотах $15 \div 45$ км по линии на частоте 204,4 ГГц при времени измерения не более 6–8 часов шумовая температура спектрометра должна быть не более 700 К. Для обоих приборов требуется полоса анализа около 500 МГц. Спектральное разрешение в центре линии должно быть не хуже 0,1 МГц для озона и не хуже 10 МГц для окиси хлора. В крыльях линий для обоих приборов спектральное разрешение может составлять $25 \div 50$ МГц. За счёт некоторого снижения точности определения вертикальных профилей содержания время накопления может быть уменьшено до 3–10 минут для озона и 1–3 часов для окиси хлора. Этого достаточно для исследования большинства ожидаемых вариаций концентрации стратосферного и мезосферного озона, а также для выявления суточных и межсуточных изменений содержания окиси хлора в стратосфере.

2. ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА СПЕКТРОМЕТРОВ

В состав каждого спектрометра входят модуляционный супергетеродинный приёмник, анализатор(ы) спектра и персональный компьютер со специальным программным обеспечением. На входах приёмников с рабочими частотами 142,2 и 204,4 ГГц установлены поворотная (по углу места) антенна, модулятор-переключатель, тёплый и холодный (с переменным уровнем яркостной температуры) чернотельные излучатели, однополосный фильтр, модулятор длины пути входного пучка и диплексер. С целью минимизации потерь сигнала во входных устройствах используются металлические зеркала и поляризационные сетки. Зеркальные полосы частот смесителей обоих приёмников заполняются «холодным» немодулированным фоновым излучением. Формирование и приём гауссовых пучков излучения с длиной волны 2 мм осуществляется коническими рупорными облучателями с гофрированной внутренней поверхностью, а с длиной волны 1,5 мм — двухмодовыми рупорными облучателями. Смеситель, усилитель промежуточной частоты и холодный излучатель приёмника 1,5-миллиметровых волн расположены в криоблоке, охлаждаемом до температуры около 20 К с помощью микрокриогенной системы замкнутого цикла MCMP-110H-3,2/20. Холодный излучатель приёмника 2-миллиметровых волн охлаждается жидким азотом в пенопластовой кювете. Частота переключений входов приёмников с неба на холодный опорный излучатель составляет около 30 Гц, что в сочетании с периодической калибровкой позволяет эффективно подавлять дрейфы коэффициентов передачи приёмно-усилительных трактов,

в частности, вследствие изменения температуры в помещении, контролируемой термодатчиками приёмников.

3. УСИЛИТЕЛЬНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ТРАКТЫ ПРИЁМНИКОВ И АНАЛИЗАТОРЫ СПЕКТРА

В приёмниках используются разработанные в ФИАН смесители на планарных диодах с барьером Шоттки типа AA138B-3 [5, 6], промежуточная частота обоих смесителей составляет 3,5÷4,0 ГГц ($ПЧ_1$). Гетеродины с рабочими частотами 138,425 и 208,1 ГГц (разработка ОАО«НИИПП» [7]) построены по схеме задающего генератора на диоде Ганна с двумя удвоителями частоты. Выходные мощности гетеродинов составляют 13 и 7 мВт соответственно. Генераторы на диоде Ганна стабилизируются системами фазовой автоподстройки частоты на основе генераторов опорного сигнала с частотой 5,5 ГГц. Относительная нестабильность частоты гетеродинов не превышает $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ за 8 часов. Частота гетеродина приёмника 1,5-миллиметровых волн выбрана выше частоты сигнала, при этом в зеркальную полосу смесителя не попадают сильные линии других малых газовых составляющих [3]. Параметры смесителей и усилителей $ПЧ_1$ обеспечивают шумовую температуру спектрометров, указанную в разделе 1. Выходные сигналы усилительно-преобразовательных трактов приёмников, разработанных в ФГУП СКБ ИРЭ РАН, имеют частоты 1,75 ГГц и 312,5 МГц. Для преобразования $ПЧ_1$ к этим частотам используются частота 5,5 ГГц и её субгармоники.

К выходу на частоте 1,75 ГГц подключается широкополосный акустооптический анализатор спектра (разработки СПбГПУ [8]) с входной полосой частот 1,5÷2,0 ГГц, а к выходу на частоте 312,5 МГц — узкополосный или широкополосный фильтровой анализатор спектра (разработки ИПФ РАН). В спектрометрах предусмотрен ввод в акустооптический анализатор спектра вспомогательного стабильного по частоте реперного сигнала для контроля теплового дрейфа частотной шкалы анализатора при длительных наблюдениях [8]. Кроме того, спектрометры имеют широкополосный канал для измерения средней яркостной температуры неба во входной полосе частот. По этой температуре определяется тропосферное поглощение. Акустооптический анализатор спектра на основе кристалла $LiNbO_3$ имеет разрешение около 1 МГц и шаг следования кана-

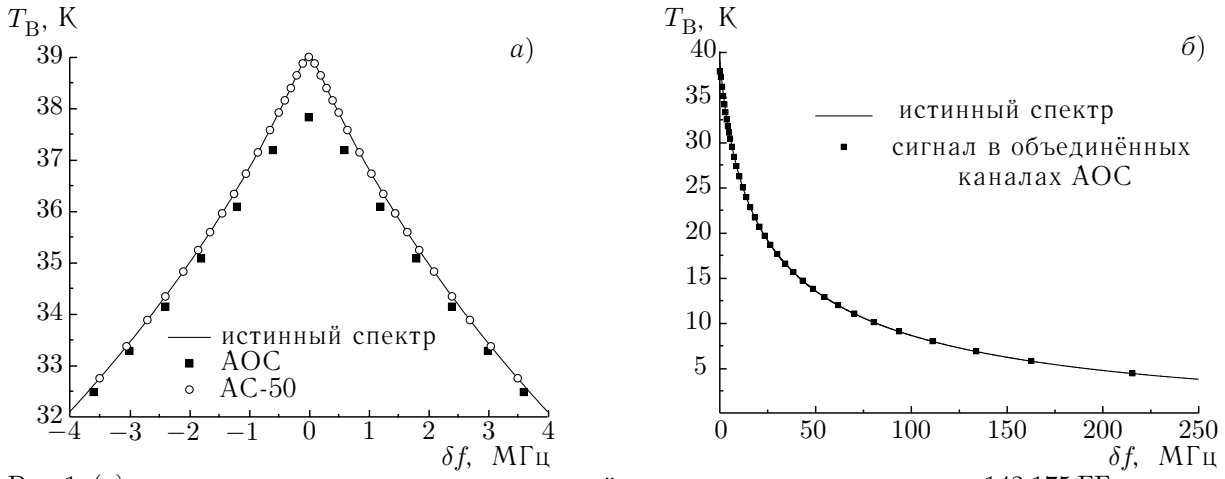


Рис. 1. (*а*) спектральное сглаживание центральной части линии озона на частоте 142,175 ГГц в каналах широкополосного акустооптического анализатора спектра (АОС) и узкополосного фильтрового анализатора спектра АС-50; (*б*) значения яркостной температуры линии озона в 35 объединённых каналах озонометра с АОС

лов около 0,6 МГц. Он может быть использован для исследований вертикальных распределений содержания как озона на высотах 15÷55 км, так и окиси хлора. Результат расчёта спектрального сглаживания линии озона на частоте 142,2 ГГц в акустооптическом анализаторе спектра показан на рис. 1*а* (сделан пересчёт к внетропосферным условиям). Сплошная линия соответствует истинному спектру, а квадраты — значениям сигнала в каналах анализатора. Видно, что в центральном канале уровень сигнала оказывается на 1,2 К меньше истинного значения яркостной температуры линии $T_{\text{В}}$. При отстройках δf от центра линии более 6 и 12 МГц сглаживание в отдельных каналах не превосходит 0,06 и 0,01 К соответственно. Чтобы обеспечить малые искажения спектра в центре линии озона, вместе с акустооптическим анализатором используется узкополосный фильтровой анализатор АС-50 (см. рис. 1*а*).

Для восстановления вертикальных распределений озона и окиси хлора используются алгоритмы [9, 10], основанные на методе Тихонова [11]. Эти алгоритмы наиболее эффективно работают, когда значения отношения сигнал/шум $T_{\text{В}}/\delta T$ в используемых частотных точках близки. Для сохранения примерно постоянной величины отношения сигнал/шум во всей полосе необходимо объединение соседних каналов акустооптического анализатора спектра в крыльях линии в группы программными средствами, что уменьшает уровень шума δT. Снижение спектрального разрешения в крыле линии вполне допустимо. На рис. 1*б* показаны крыло линии озона (сплошная кривая) и точки, представляющие значения $T_{\text{В}}$ на выходах 35 объединённых каналов акустооптического анализатора. Эти каналы охватывают 421 спектральный канал анализатора, что соответствует полосе 253 МГц (половине полосы озонометра). В наиболее удалённый от центра линии объединённый канал с эффективной шириной 75 МГц сгруппировано 123 канала анализатора. Спектральное сглаживание, связанное с таким объединением каналов, не превышает 0,02÷0,03 К.

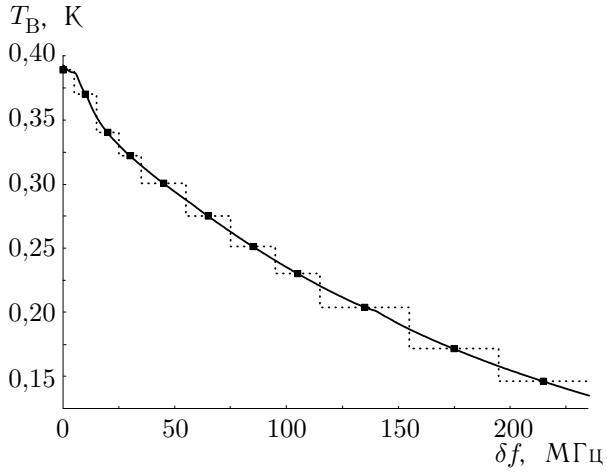


Рис. 2. Расчётные значения яркостной температуры линии окиси хлора на частоте 204,35 ГГц в каналах оптимизированного фильтрового анализатора спектра с шириной каналов 10, 20 и 40 МГц. Для каждого крыла линии была выбрана следующая структура каналов: 4 канала по 10 МГц (отстройки δf от −5 до 35 МГц), 4 канала по 20 МГц (отстройки от 35 до 115 МГц), 3 канала по 40 МГц (отстройки от 115 до 235 МГц)

Новые фильтровые анализаторы спектра разрабатывались с учётом опыта эксплуатации в ФИАН фильтровых анализаторов, созданных в ИПФ РАН в 90-х годах [1, 12, 13]. Широкополосный 95-канальный фильтровой анализатор АС-95 имеет полосу анализа около 480 МГц. Его частотное разрешение меняется от 0,2 МГц в центре полосы до 20 МГц на краях. Распределение каналов различной ширины в полосе АС-95 оптимизировано для измерений высотного распределения озона на высотах 15÷75 км [1, 12, 13]. При исследованиях окиси хлора высокое спектральное разрешение в центре линии не требуется [4], и в этом случае центральные каналы АС-95 должны объединяться для повышения чувствительности. Результаты расчётов спектрального сглаживания линии окиси хлора на частоте 204,4 ГГц для оптимизированной частотной сетки с объединёнными каналами с шириной 10, 20 и 40 МГц показаны на рис. 2. Сплошная кривая представляет истинный спектр, точки — значения яркостной температуры в объединённых каналах, пунктирная линия обозначает границы каналов. Во всех каналах спектральное сглаживание не превышает 0,01 К и примерно соответствует ожидаемому уровню шума на выходах каналов при времени накопления сигнала несколько часов.

Узкополосный 50-канальный фильтровой анализатор АС-50 с полосой анализа 10 МГц и разрешением, меняющимся от 0,1 МГц в центре полосы до 0,6 МГц на её краях, предназначен для исследований мезосферного озона [12]. Он будет использоваться в озонометре совместно с акустооптическим анализатором спектра или широкополосным фильтровым анализатором (см. рис. 1*а*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время в ФИАН ведутся разработка и изготовление новых спектрометров с рабочими частотами 142,2 и 204,4 ГГц с оптимизированными характеристиками для наземных исследований атмосферного озона и окиси хлора. Параметры приёмников и анализаторов спектра обеспечат эффективное восстановление вертикальных распределений озона на высотах 15÷75 км (до 95 км ночью) и окиси хлора на высотах 15÷45 км, что позволит использовать данные приборы для решения широкого круга задач экологии и физики атмосферы.

Авторы выражают глубокую благодарность префекту ВАО г. Москвы Н. Н. Евтихиеву, директору «Мосэкомониторинга» Е. Г. Семутниковой, А. М. Октябрьскому (Министерство образования и науки РФ) и И. И. Бородулиной (Московский комитет по науке и технологиям) за поддержку работы на разных этапах. Значительный вклад в работу был сделан К. П. Гайковичем (ИФМ РАН), В. Н. Леоновым, А. Н. Лукиным, В. Ф. Троицким и Н. И. Кузнецовым (ФИАН), В. Ф. Вдовиным (ИПФ РАН), В. П. Меркуловым и С. В. Логвиненко (ПРАО АКЦ ФИАН), А. М. Пилипенко (НПО «Сатурн») и А. А. Орловым (ИОФАН), которым авторы искренне признательны. Работа была поддержана Министерством образования и науки РФ (госконтракт № 40.032.11.43), Московским комитетом по науке и технологиям (договор 25-Т/03), ФЦП «Интеграция», программами ОФН РАН «Проблемы радиофизики» и «Радиоэлектронные методы в исследовании природной среды и человека», РФФИ (грант № 03–02–17436) и Советом при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ–1254.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соломонов С. В. // Успехи соврем. радиоэлектроники. 2003. № 1. С. 9.
2. Розанов С. Б., Соломонов С. В., Игнатьев А. Н., Кропоткина Е. П. // Физические проблемы экологии. М.: Изд-во МГУ, 2004. № 12. С. 186.
3. HITRAN-2000. ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN/.
4. Игнатьев А. Н., Кропоткина Е. П., Пирогов Ю. А., Розанов С. Б. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 679.
5. Розанов С. Б. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 3. С. 362.
6. Розанов С. Б., Божков В. Г., Перфильев В. И., Турыгин С. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 771.
7. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И., Перфильев В. И. // Электронная промышленность. 2001. № 5. С. 77.
8. Есепкина Н. А., Кропоткина Е. П., Круглов С. К. и др. // Успехи соврем. радиоэлектроники. 2003. № 1. С. 52.
9. Гайкович К. П., Кропоткина Е. П., Соломонов С. В. // Изв. АН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 1. С. 86.
10. Игнатьев А. Н., Гайкович К. П., Кропоткина Е. П. и др. // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. (в печати).
11. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов А. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983.

12. Соломонов С. В., Кропоткина Е. П., Розанов С. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 764.
13. Gusev V. A., Kropotkina E. P., Logvinenko S. V., et al. // Proc. 3rd Int. Symp. on Phys. and Engineering MM and subMM Waves, Kharkov, Sept. 15–17, 1998. V. 2. P. 694.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 30 ноября 2005 г.

DESIGN OF 1,5 MM AND 2 MM WAVELENGTH RADIO SPECTROMETERS WITH OPTIMIZED PERFORMANCE FOR ATMOSPHERIC RESEARCH

S. B. Rozanov, I. I. Sobel'man, V. G. Bozhkov, N. A. Esepkina, A. N. Ignatyev, E. P. Kropotkina, S. K. Kruglov, P. L. Nikiforov, V. I. Perfilyev, Yu. A. Pirogov, I. I. Saenko, S. V. Solomonov, S. Yu. Turygin, and A. M. Shtanyuk

By means of computer simulation, we optimize performance of the radio spectrometers for remote sensing of ozone and chlorine monoxide in the Earth atmosphere at 142 and 204 GHz and formulate the principal requirements for the instruments. We consider versions of the spectrometers with broadband acousto-optical spectrum analyzer and two filter-banks optimized in frequency resolution. A brief description of the spectrometers and their main modules is given.

УДК 621.383.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МИЛЛИМЕТРОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ, СМЕСИТЕЛЕЙ И СМЕСИТЕЛЬНО-УСИЛИТЕЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ ПРОМЫШЛЕННОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ

В. Ф. Вдовин[1], *Д. В. Коротаев*[1], *В. И. Криворучко*[2], *Л. М. Кукин*[1], *И. В. Лапкин*[1], *Л. И. Федосеев*[1]

[1] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
[2] ФГУП «НПП «Исток», г. Фрязино Московской области, Россия

Кратко описываются аппаратура и методика исследований влияния глубокого охлаждения на параметры не предназначавшихся для использования в таких условиях чувствительных элементов приёмных устройств миллиметрового диапазона длин волн. Приводятся данные по улучшению чувствительности и по интервалам оптимальных температур.

Охлаждение — один из эффективных способов повышения чувствительности приёмных систем. Он подразумевает применение специализированных материалов и разработку на их базе соответствующих устройств, не всегда доступных потребителю. Поэтому встаёт вопрос о возможности использования в режиме охлаждения серийных или опытных образцов чувствительных элементов приёмников, не предназначавшихся в период разработки для этой цели. В связи с этим проведено экспериментальное исследование влияния охлаждения на характеристики ряда таких элементов: недавно разработанных в ФГУП «НПП «Исток» усилителей высокой частоты (УВЧ) 8-, 6- и 5-миллиметрового диапазона длин волн [1, 2], выпускаемых серийно ОАО «НИИПП» смесителей 3-миллиметрового («Терция-1» и М53203) и 2-миллиметрового («Корсаж») диапазонов [3], а также опытных образцов смесителя «Меломан» 1,5-миллиметрового диапазона [4] и смесительно-усилительного модуля 3-миллиметрового диапазона. Заметим, что эти вопросы частично уже затрагивались, например, в [3, 4].

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ. АППАРАТУРА

Измерения параметров исследуемых образцов приборов проводились в стандартном режиме тепловой калибровки супергетеродинных приёмников, в состав которых входили исследуемые образцы. При этом использовались неохлаждавшийся усилитель промежуточной частоты (УПЧ) с шумовой температурой около 50 К в полосе 1,1÷1,8 ГГц, соответствующие гетеродины и согласованные нагрузки, находящиеся при комнатной температуре и температуре кипящего азота.

Проводились два типа экспериментов по охлаждению исследуемых объектов до криогенных температур. В экспериментах первого типа объект охлаждался в криостате микрокриогенной системы (МКС) замкнутого цикла водородного уровня температур фирмы «Leybold AG». В экспериментах второго типа охлаждение осуществлялось опусканием объекта в жидкий азот. Защита от конденсата осуществлялась с помощью терморазвязывающих волноводов из нержавеющей стали, путём обмотки фланцев скотчем и помещения исследуемого устройства с проводами питания и соответствующими кабелями в полиэтиленовый пакет. При обработке данных вклад терморазвязывающих волноводов и окон криостата не учитывался.

Блок-схема установки для исследования параметров охлаждаемых смесителей приведена на рис. 1. Для подачи к смесителю излучения гетеродина и сигнала от согласованных нагрузок ис-

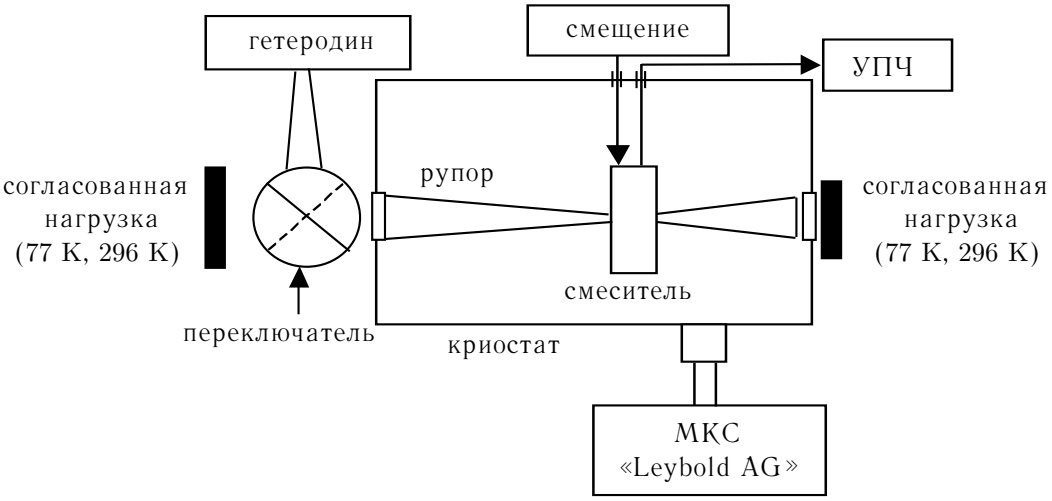


Рис. 1. Блок-схема установки для исследования параметров охлаждаемых смесителей

пользовались терморазвязывающие рупорные переходы от основного сечения волновода к сверхразмерному сечению 23 × 10 мм, изготовленные из нержавеющей стали. Окна в криостате были изготовлены из тонкой лавсановой плёнки. Для исследования УВЧ последний размещался в криостате на месте смесителя, а между сверхразмерным крановым переключателем и гетеродином устанавливались ферритовый вентиль и смеситель с УПЧ и детектором. Тепловая калибровка образовавшегося при этом приёмника осуществлялась через крановый переключатель, переведённый в помеченное на рис. 1 пунктиром положение. Датчик температуры размещался на исследуемых образцах.

Описанные выше аппаратура и методика измерений неоднократно использовались в аналогичных предшествующих исследованиях, обеспечивая точность измерений не хуже 7÷15 % на различных участках диапазона длин волн от 0,8 до 8 мм.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Влияние глубокого охлаждения на параметры монолитных балансных смесителей серийного производства

Результаты измерений потерь преобразования L, двухполосной шумовой температуры $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$ балансного смесителя «Терция-1» 3-миллиметрового диапазона длин волн (без диэлектрического заполнения) и двухполосной шумовой температуры $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$ приёмника на его базе, а также параметров смесителя M53203 3-миллиметрового диапазона (с диэлектрическим заполнением) приведены на рис. 2–4.

Как видно из рис. 2, несмотря на заметный рост потерь преобразования L при охлаждении ниже 85 K, температура смесителя продолжает снижаться. В результате при рабочей температуре 28 K на частотах 105÷107 ГГц двухполосная шумовая температура смесителя «Терция-1» $T_{\text{см}}^{\text{DSB}} \approx 100$ K, а соответствующая шумовая температура приёмника на его основе $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}} \approx 250$ K, причём в широком диапазоне частот 88÷111 ГГц $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$ не превышает 300 K (см. рис. 3).

При охлаждении смесителя M53203 с диэлектрическим заполнением до 25 K частота наилучшего приёма несколько смещается вниз (к 90 ГГц), потери преобразования увеличиваются до 8,3 дБ, а $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$ уменьшается с примерно 500 до 100 K (см. рис. 4).

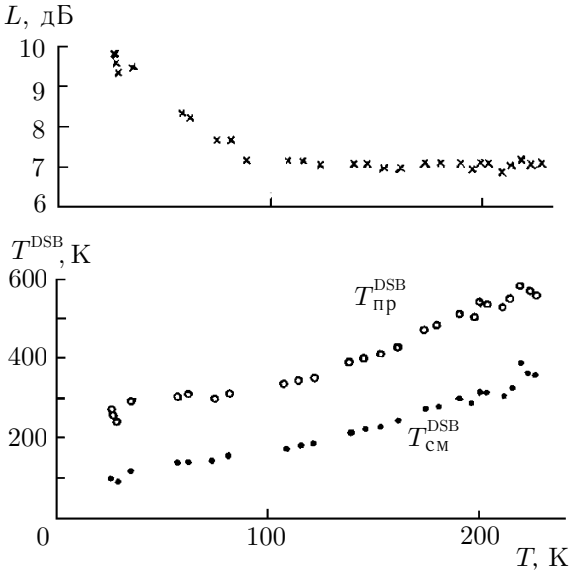


Рис. 2. Параметры смесителя «Терция-1» и приёмника на его основе при частоте гетеродина $f_г = 107$ ГГц

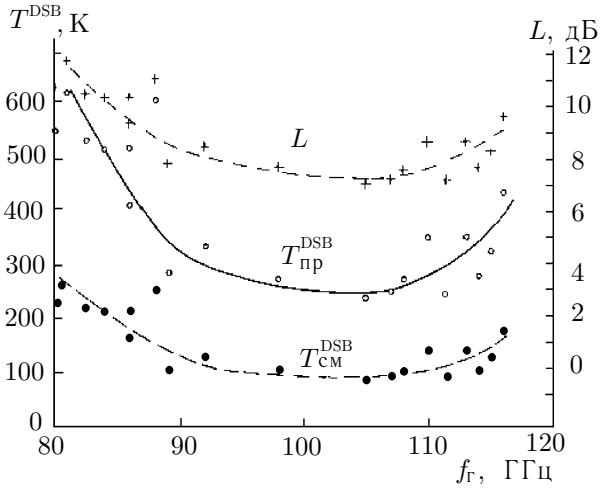


Рис. 3. Параметры смесителя «Терция-1» и приёмника на его основе при температуре $T = 28$ K

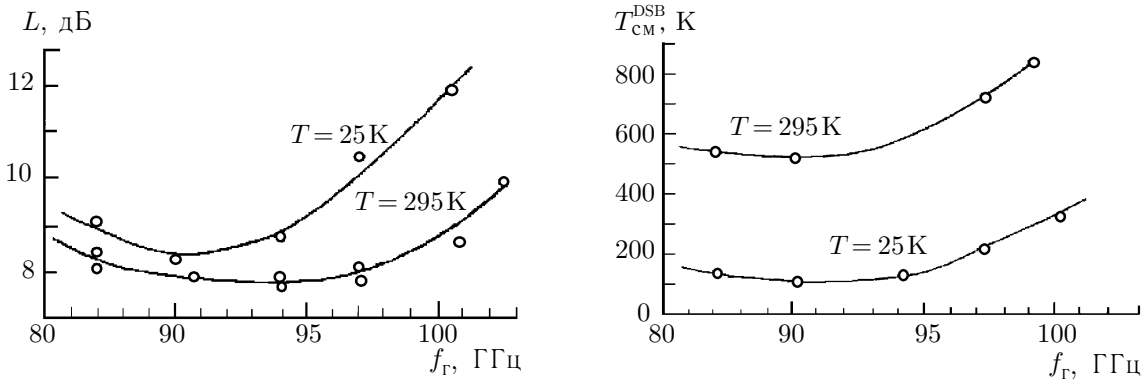


Рис. 4. Параметры смесителя M53203 при различных температурах

Аналогичная ситуация складывается и в 2-миллиметровом диапазоне длин волн при использовании смесителя «Корсаж»: при охлаждении до 40 K чувствительность приёмника улучшается примерно втрое благодаря уменьшению $T_{см}^{DSB}$ почти до 150 K [3]. При этом заметно, что потери преобразования начинают увеличиваться при более высокой температуре по сравнению со смесителями 3-миллиметрового диапазона. Как будет показано ниже, это проявляется ещё сильнее в случае балансного монолитного смесителя «Меломан» 1,5-миллиметрового диапазона длин волн.

2.2. Влияние глубокого охлаждения на параметры опытных образцов

2.2.1. Смеситель «Меломан» [4] также показал уменьшение двухполосной шумовой температуры приёмника с примерно 1 200 до 730 K при охлаждении до 90÷120 K и некоторое увеличение $T_{пр}^{DSB}$ при дальнейшем охлаждении (см. рис. 5). Это согласуется с более медленным уменьшением шумовой температуры смесителя $T_{см}^{DSB}$ и более ранним началом роста потерь преобразования L

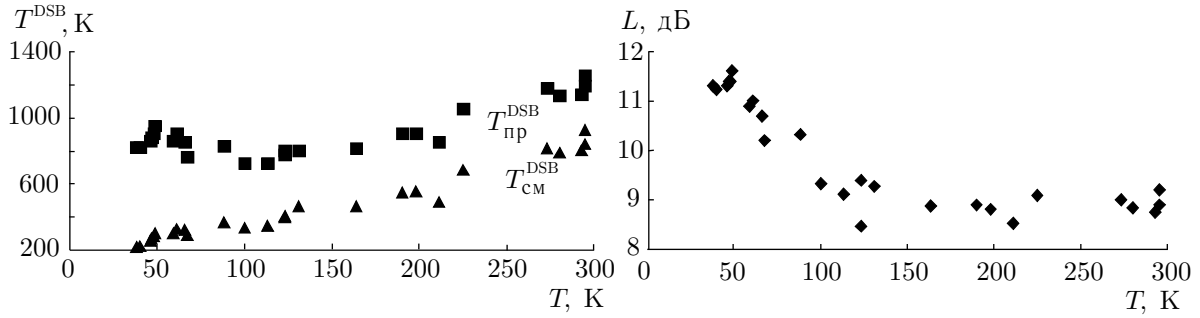


Рис. 5. Параметры опытного образца смесителя «Меломан» и приёмника на его основе при частоте гетеродина $f_г = 210$ ГГц

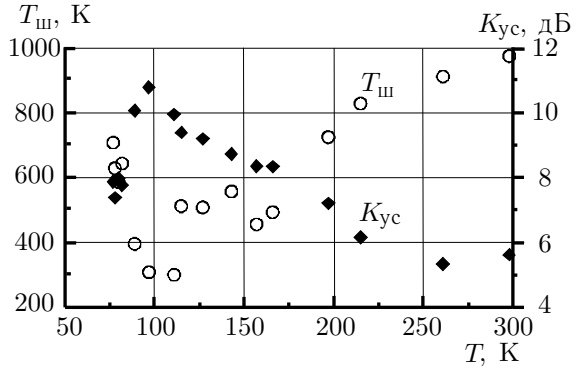


Рис. 6. Параметры УВЧ 5-миллиметрового диапазона длин волн на базе микросхемы CHA2157 на частоте 53,2 ГГц

по сравнению с упомянутыми выше более длинноволновыми смесителями. Последнее, возможно, связано с тем, что, хотя корпуса смесителей и охлаждались до криогенных температур, температура самой нелинейной структуры микросхемы меньшего размера из-за «вымерзания» носителей и внутреннего тепловыделения в меньшем объёме оставалась выше. С дальнейшим продвижением в коротковолновый диапазон и уменьшением размеров и толщины нелинейной структуры эффективность её охлаждения, скорее всего, будет падать и эффект уменьшения шумовой температуры окажется незначительным. По этой причине использование глубокого охлаждения не специально изготовленных смесителей может стать невыгодным. Как видно из измерений, эта тенденция чётко прослеживается уже для смесителя 1,5-миллиметрового диапазона длин волн.

2.2.2. Смесительно-усилительный модуль 3-миллиметрового диапазона исследовался только в режиме прямого погружения в кювету с жидким азотом. Прибор, являющийся предшественником описанного в [5] модуля, представляет собой собранный в едином корпусе монолитный балансный смеситель, сопряжённый с УПЧ. Его рабочий диапазон перекрывает интервал частот 102÷117 ГГц, коэффициент передачи составляет примерно 60 дБ, а полоса УПЧ простирается от 1 до 2 ГГц. При частоте гетеродина 110,5 ГГц двухполосная шумовая температура модуля, составлявшая 870 К при комнатной температуре, в результате охлаждения уменьшилась до 450 К.

2.2.3. Усилители высокой частоты:

1) УВЧ 5-миллиметрового диапазона (один каскад на базе микросхемы CHA2157 фирмы «United Monolithic Semiconductors» [1]) исследовался как на вышеописанном стенде, так и при опускании УВЧ в жидкий азот. Результаты измерения шумовой температуры усилителя $T_ш$ и его коэффициента усиления $K_{ус}$, полученные во втором случае, представлены на рис. 6 и примерно соответствуют результатам при использовании микрокриогенной схемы. До охлаждения шумовая температура УВЧ составляла 800÷950 К, при температуре 77 К — 600÷700 К. Минимум шумовой температуры достигался при $T \approx 100$ К и составлял около 300 К. Коэффициент усиления при этом соответственно изменялся от 5÷6 дБ до 7÷8 дБ с максимальным значением около 11 дБ в окрестности минимума $T_ш$. Некоторые различия и разброс значений, полученных при различных способах охлаждения, вероятно, связаны с разным поглощением в окнах крио-

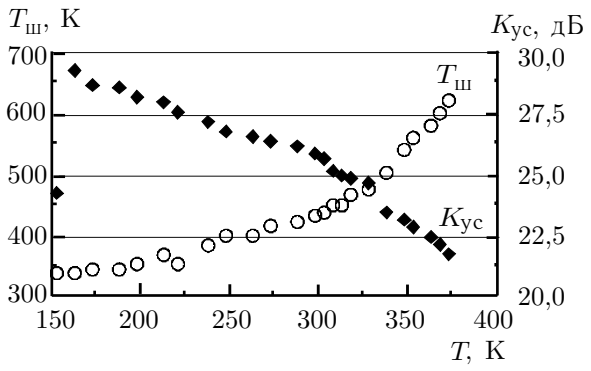


Рис. 7. Параметры УВЧ 6-миллиметрового диапазона на частоте 47 ГГц

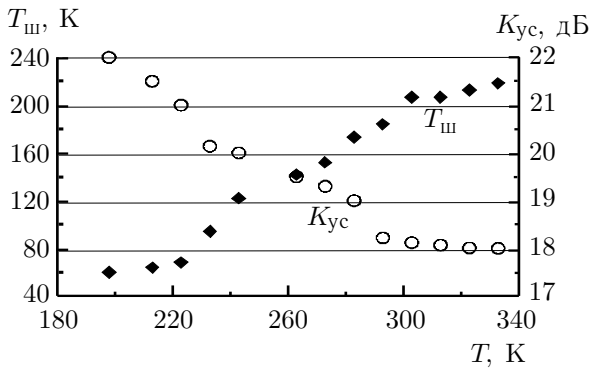


Рис. 8. Параметры УВЧ 8-миллиметрового диапазона на базе микросхемы FMM5704X на частоте 35 ГГц

стата и в терморазвязывающем волноводе, а также с неточностью отсчёта температуры при её быстром уменьшении.

2) УВЧ 6-миллиметрового диапазона (два каскада на базе микросхем CHA2157) испытывался в диапазоне температур 150÷375 К. При этом, как видно из рис. 7, вблизи $T \approx 150$ К также наблюдался максимум коэффициента усиления при $T_ш \approx 330$ К. Отметим, что при нагревании от комнатной температуры до +100 °С усиление падает почти на 4 дБ, а шумовая температура увеличивается почти на 200 К.

3) УВЧ 8-миллиметрового диапазона (микросхема FMM5704X фирмы «Fujitsu») при охлаждении приблизительно до 200 К позволяет получить усиление 22 дБ и шумовую температуру 60 К (см. рис. 8), которая в 5 раз меньше, чем при комнатной температуре.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые экспериментальные исследования показали следующее:

1) Все серийные образцы смесителей 2- и 3-миллиметрового диапазонов длин волн, а также смесительно-усилительный модуль 3-миллиметрового диапазона выдержали глубокое многократное охлаждение и отогревание без заметного ухудшения параметров. При охлаждении до 28÷40 К чувствительность приёмников с охлаждаемыми смесителями улучшилась примерно в 3 раза.

2) Из четырёх испытывавшихся опытных образцов смесителей 1,5-миллиметрового диапазона два вышли из строя. У приёмников с сохранившимися смесителями отмечено 1,5-кратное повышение чувствительности при температурах 90÷120 К и постепенное уменьшение чувствительности при дальнейшем охлаждении.

3) Все УВЧ выдержали многократное охлаждение и отогревание и продемонстрировали существенное улучшение параметров в интервале температур 100÷180 К.

Подчеркнём, что глубокое охлаждение не предназначенных для этого выпускаемых серийно монолитных балансных смесителей и модулей 2- и 3-миллиметрового диапазонов [6] позволяет в несколько раз улучшить пороговую чувствительность приёмной аппаратуры даже самым примитивным способом «плавного погружения» в жидкий азот помещенных в полиэтиленовый пакет упомянутых выше чувствительных элементов.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 годы (блок «Ориентированные фундаментальные исследования», раздел «Фундаментальные ис-

следования в области физических наук», тема «Совершенствование методов приёма и анализа микроволнового излучения»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Криворучко В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 782.
2. Криворучко В. И. // Юбилейная научно-техн. конф. ФГУП «ЦНИРТИ», Москва, 22–30 мая 2003 г.: Тезисы докладов. С. 58.
3. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 42, № 4. С. 736.
4. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Романовская В. Н., Федосеев Л. И. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 7. С. 876.
5. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Кукин Л. М., Федосеев Л. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 8. С. 732.
6. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И., Перфильев В. И. // Электронная промышленность. 2001. № 5. С. 77.

Поступила в редакцию 30 мая 2005 г.; принята в печать 10 октября 2005 г.

RESEARCH OF INFLUENCE OF COOLING ON PARAMETERS OF MILLIMETER WAVE AMPLIFIERS, MIXERS AND MIXER-AMPLIFIER MODULES OF INDUSTRIAL MANUFACTURE

V. F. Vdovin, D. V. Korotaev, V. I. Krivoruchko, L. M. Koukin, I. V. Lapkin, and L. I. Fedoseev

The tools and methods used to study the influence of deep cooling on the parameters of sensors of the millimeter-wave reception devices, which have not been designed for such applications, are described briefly. The data about sensitivity improvement and intervals of optimal temperatures are presented.

УДК 621.396.96

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА ГОМОДИННОГО РАДИОЛОКАТОРА С НЕПРЕРЫВНЫМ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е. И. Кошуринов

ФГУП «Научно-производственное предприятие «Салют», г. Нижний Новгород, Россия

Рассматриваются возможности применения в гомодинном радиолокаторе оптимальной корреляционно-фильтровой обработки отражённого сигнала для случая периодической частотной модуляции непрерывного зондирующего сигнала. Приведены основы теории, результаты математического моделирования и экспериментов, обсуждаются особенности и параметры радиолокатора, основные проблемы и пути их решения. Показана возможность создания простых по конструкции радиолокаторов миллиметрового диапазона длин волн с базой сигнала до $10^9 \div 10^{10}$ и разрешающей способностью порядка сантиметров.

В радиолокаторах миллиметрового диапазона длин волн широко применяются гомодинные приёмопередатчики с непрерывным частотно-модулированным сигналом [1], важное преимущество которых — простота микроволновой части. В системах дальней радиолокации используют, как правило, широкополосные импульсные сигналы и оптимальную обработку (согласованную фильтрацию) принятого отражённого сигнала [2], обеспечивающую предельную чувствительность локатора и высокую разрешающую способность. Сложность микроволнового комплекса этих радаров, многократно возрастающая с повышением частоты, препятствует применению известных методов оптимальной обработки в миллиметровом диапазоне длин волн. Сочетание гомодинного приёмопередатчика с цифровым комплексом оптимальной корреляционной обработки гомодинного сигнала [3, 4] позволяет соединить достоинства этих методов.

Приёмопередающей антенной (рис. 1) излучается непрерывный периодически модулированный по фазе зондирующий сигнал $U^{(\mathrm{Tr})}(t) = U_0^{(\mathrm{Tr})} \cos[\omega_0 t + \phi_0 \eta_\varphi(t)]$ и принимаются сигналы, отражённые от объектов. Принятый сигнал k-го объекта имеет вид $U_k^{(\mathrm{Rec})}(t) = U_{0k}^{(\mathrm{Rec})} \cos[\omega_0 (t - \tau_k) + \phi_0 \eta_\varphi (t - \tau_k)]$, где ω_0 — центральная частота излучаемого сигнала, ϕ_0 — девиация фазы, $\eta_\varphi(t)$ — нормированный к единице закон фазовой модуляции, $\tau_k = 2\,(L_{0k} + V_k t)/c$ — время задержки отражённого сигнала, L_{0k} и V_k — начальная дальность и радиальная скорость k-го объекта соответственно, c — скорость света. Гомодинный сигнал, полученный перемножением в смесителе принятого и излучаемого сигналов, описывается выражением

$$U_k^{(\mathrm{h})} = U_{0k}^{(\mathrm{h})} \big\{ \cos(\varphi_{0k}) \cos[\Delta\varphi_k^{(\mathrm{h})}(t)] - \sin(\varphi_{0k}) \sin[\Delta\varphi_k^{(\mathrm{h})}(t)] \big\}, \tag{1}$$

где $\varphi_{0k} = 2\omega_0 L_{0k}/c$ — начальная (при $t = 0$) разность фаз центральных составляющих излучаемого и принятого сигналов, $\Delta\varphi_k^{(\mathrm{h})}(t) = \Omega_k^{(\mathrm{d})} t + \phi_0 \left[\eta_\varphi(t) - \eta_\varphi(t - \tau_k)\right]$ — закон фазовой модуляции гомодинного сигнала, $\Omega_k^{(\mathrm{d})} = 2\omega_0 V_k/c$ — доплеровский сдвиг частоты принятого сигнала. Важно, что гомодинный сигнал (1) имеет две составляющие (слагаемые в фигурных скобках), квадратурные по начальной фазе φ_{0k}, что даёт возможность определения фазы принятого сигнала и знака радиальной скорости отражающего объекта. При выполнении условий линейности преобразования принятых сигналов в тракте антенна—усилитель промежуточных частот (ПЧ) результирующий гомодинный сигнал представляет собой сумму сигналов от K отражающих объектов: $U_\Sigma^{(\mathrm{h})}(t) = \sum_{k=1}^{K} U_k^{(\mathrm{h})}$.

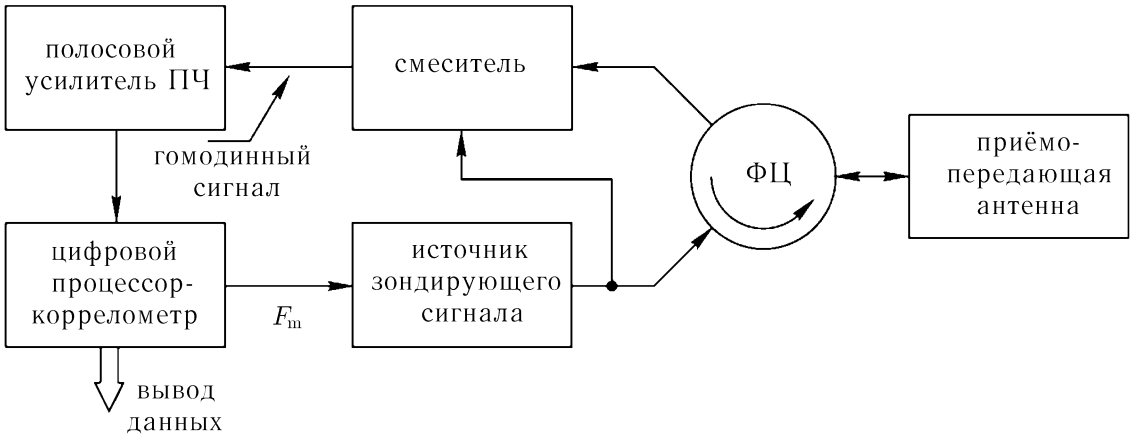


Рис. 1. Структурная схема радиолокатора

Для случая гармонической модуляции, когда $\eta_\varphi(t) = \cos(\Omega_{\rm m} t)$, $\phi_0 \gg 1$, получим

$$\Delta\varphi_k^{(\rm h)}(t) = \Omega_k^{(\rm d)} t - 2\phi_0 \sin(2\pi a_k)\cos(\Omega_{\rm m} t - \Phi_k), \tag{2}$$

где $\Phi_k = 2\pi a_k$, $a_k = L_k/\Lambda$ — нормированная дальность k-го объекта, $\Lambda = 2\pi c/\Omega_{\rm m} = c/F_{\rm m}$ — длина волны модулирующего сигнала. Отметим, что гомодинный сигнал представляет собой гармонически модулированное по фазе колебание, центральная частота которого равна частоте доплеровского смещения, а девиация фазы (индекс модуляции) составляет $2\phi_0 \sin(2\pi a_k)$.

Ширина спектра гомодинного сигнала при $L_k \ll \Lambda$ примерно пропорциональна дальности k-го объекта: $F_{\max}^{(\rm h)} \approx 2\phi_0 F_{\rm m} \sin(2\pi a_k) \approx 4\pi\phi_0 F_{\rm m} a_k$. При увеличении дальности ($L_k > \Lambda/20$) ширина спектра достигает максимума (приблизительно $2\phi_0 F_{\rm m}$) при дальности $\Lambda/4$, а форма сигнала воспроизводится при изменении дальности с периодичностью $\Lambda/2$. Спектр гомодинного сигнала неподвижного объекта содержит гармоники частоты модуляции, при движении объекта их амплитуды осциллируют по закону амплитудной модуляции с подавленной несущей, т. е. происходит расщепление гармоник [5]. При $\Omega_k^{(\rm d)} > \Omega_{\rm m}/2$ выявляемая анализом частота осцилляций гармоник равна $\Omega_k^{(\rm osc)} = |\Omega_k^{(\rm d)} - m\Omega_{\rm m}| \le \Omega_{\rm m}/2$, где m — округлённое до единиц значение $\Omega_k^{(\rm d)}/\Omega_{\rm m}$.

Измеряемые интервалы дальностей и скоростей объектов представляются в виде двумерного множества (матрицы размера $P \times R$) значений дальностей L_p и скоростей V_r. Для оптимальной фильтрации гомодинного сигнала в цифровой области создаётся квадратурная пара матриц базисных сигналов $u_{pr}^{(\rm b\uparrow)}(t)$ и $u_{pr}^{(\rm b\perp)}(t)$. В простейшем случае базисные сигналы матриц идентичны ожидаемым для L_p и V_r гомодинным сигналам:

$$u_{pr}^{(\rm b\uparrow)}(t) = \cos[\Omega_r^{(\rm d)} t - 2\phi_0 \sin(2\pi a_p)\cos(\Omega_{\rm m} t - 2\pi a_p)], \qquad \varphi_{0p} = 0; \tag{3}$$

$$u_{pr}^{(\rm b\perp)}(t) = -\sin[\Omega_r^{(\rm d)} t - 2\phi_0 \sin(2\pi a_p)\cos(\Omega_{\rm m} t - 2\pi a_p)], \qquad \varphi_{0p} = \pi/2. \tag{4}$$

Согласованная фильтрация гомодинного сигнала выполняется вычислением элементов матриц функций взаимной корреляции гомодинного сигнала и матриц базисных сигналов (3), (4) интегрированием их произведения по целому числу j периодов модуляции $T_{\rm m}$ при ограничении $jV/c \ll 1$:

$$x_{pr} = \int\limits_0^{jT_{\rm m}} U_\Sigma^{(\rm h)}(t) u_{pr}^{(\rm b\uparrow)}(t)\,{\rm d}t, \qquad y_{pr} = \int\limits_0^{jT_{\rm m}} U_\Sigma^{(\rm h)}(t) u_{pr}^{(\rm b\perp)}(t)\,{\rm d}t. \tag{5}$$

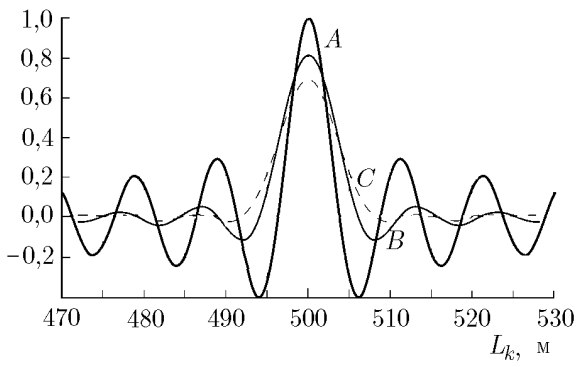


Рис. 2. Форма БФК по дальности

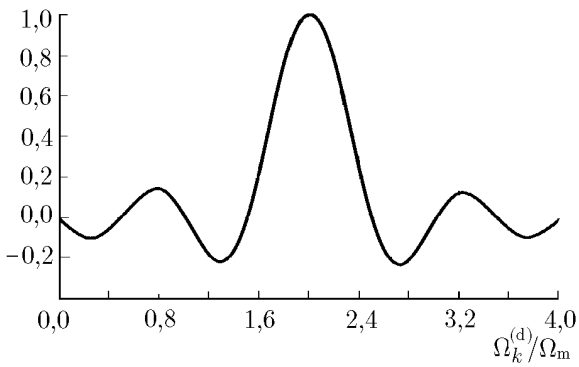


Рис. 3. Форма БФК по скорости

Отражающий объект обнаруживается по превышению значением элемента любой из матриц $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ порогового уровня, дальность L_p определяется по номеру столбца p, а скорость V_r — по номеру строки r матрицы. Операция вычисления x_{pr} и y_{pr} может выполняться и в частотной области, для чего базисные сигналы представляются в виде коэффициентов спектра, а спектр сигнала $U_{\Sigma}^{(\mathrm{h})}(t)$ за время jT_{m} определяется дискретным преобразованием Фурье. Значения x_{pr} и y_{pr} вычисляются в этом случае перемножением и последующим суммированием соответствующих составляющих спектров базисных и гомодинного сигналов. Требуемое время накопления сигнала достигается либо выбором числа j, либо формированием матриц корреляционных сигналов, элементы которых представляют собой временны́е последовательности соответствующих элементов матриц функций взаимной корреляции (5) за заданное время накопления (корреляционно-фильтровой метод). Путём дискретного преобразования Фурье корреляционных сигналов определяется их спектр, идентичные составляющие спектров корреляционных сигналов квадратур суммируются, обнаружение объектов осуществляется по суммарному уровню составляющих спектра. При этом может уточняться скорость объекта: значение поправки (ΔV_r) определяется по частоте $\Omega_k^{(\mathrm{osc})}$, а знак — по знаку разности фаз составляющей спектра корреляционных сигналов в квадратурных матрицах.

При формировании базисных сигналов по формулам (3), (4) зависимости значений функций взаимной корреляции от дальности L_k и скорости V_k объекта для заданных L_p и V_r представляют собой сечения функции радиолокационной неопределённости частотно-модулированного сигнала. Однако поскольку алгоритм создания базисных сигналов (например, для снижения уровня боковых лепестков) может существенно отличаться от (3), (4), для обозначения указанных (нормированных к единице) зависимостей используем далее более общее понятие — базисные функции корреляции (БФК) по дальности и скорости, частным случаем которых являются сечения тела радиолокационной неопределённости при гармонической частотной модуляции (рис. 2 (кривая A), рис. 3). Графики на рис. 2 демонстрируют возможность управления формой БФК путём воздействия на гомодинный или базисный сигналы. Так, кривая B получена для второй производной гомодинного сигнала, а кривая C — дополнительной коррекцией спектра базисного сигнала. Снижение главного максимума характеризует уменьшение отношения сигнал/шум. При $L_k < 0{,}05\Lambda$ применение для усиления гомодинного сигнала усилителя промежуточных частот с квадратичной амплитудно-частотной характеристикой не только улучшает форму БФК по дальности, но и компенсирует зависимость уровня выходного сигнала усилителя от дальности отражающего объекта. Возможности коррекции формы БФК при бо́льших дальностях не исследовались.

Экспериментальная проверка изложенных выше алгоритмов обработки радиолокационного сигнала проведена на макете канала обнаружения K_{a} диапазона, содержащем микроволновый

приёмопередающий модуль и цифровой комплекс корреляционной обработки гомодинного сигнала (см. [6], раздел 4). Зондирующий сигнал формируется генератором на диоде Ганна, частота которого управляется напряжением, подаваемым с цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) цифрового комплекса через буферный усилитель. Выход генератора подключён к приёмопередающей антенне через ферритовый циркулятор (ФЦ, см. рис. 1). Принятый отражённый сигнал с антенны через циркулятор поступает на первый вход смесителя, на его второй вход через ответвитель подаётся сигнал генератора. Гомодинный сигнал снимается с выхода смесителя и через усилитель промежуточных частот (УПЧ) подаётся на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Комплекс цифровой обработки оцифровывает сигнал ПЧ, с помощью быстрого преобразования Фурье вычисляет коэффициенты амплитуд его спектра за период частотной модуляции и перемножением последних с хранящимися в памяти коэффициентами спектров базисных сигналов вычисляет значения функции взаимной корреляции за период. Быстрое преобразование Фурье последовательностей значений функции взаимной корреляции за время накопления даёт возможность определить дальности и скорости объектов. Цифровая обработка сигнала промежуточных частот осуществляется посредством процессора и программной среды «LabView» фирмы «National Instruments» (США). Специальное программное обеспечение содержит модуль интерфейса пользователя, субмодули ЦАП, АЦП, форматирования данных и отображения результатов.

Характеристики макета следующие: мощность зондирующего сигнала 50÷70 мВт, гармоническая частотная модуляция с девиацией 15 МГц и частотами модуляции 1 953÷15 625 Гц, полоса частот гомодинного сигнала 0,05÷10 МГц, амплитудно-частотная характеристика усилителя ПЧ — квадратичная, частота дискретизации ЦАП — 30 МГц, АЦП имеет 14 разрядов и тактовую частоту 64 МГц, антенна параболическая с диаметром 500 мм. Результаты измерений отображались на экране стандартного дисплея персонального компьютера в координатах амплитуда—дальность и скорость—дальность (см. рис. 4). Результаты некоторых экспериментов представлены в табл. 1, $\tau_{\text{н}}$ — время накопления сигнала, $L_{\text{об}}$ — дальность объекта.

Таблица 1

№	Объект	$\tau_{\text{н}}$, мс	$L_{\text{об}}$, км	Отношение сигнал/шум, дБ
1	провода ЛЭП-110 кВ	4,096	0,2	38,7
2	мост	8,192	6,30	21,1
3	телевышка	8,192	7,36	18,7
4	промышленные здания	8,192	4,6	24,0
5	заводская труба	4,096	0,395	57,7

Проведённые теоретические и экспериментальные исследования, а также результаты математического моделирования позволяют прогнозировать основные параметры радиолокаторов, использующих предложенные алгоритмы обработки гомодинного сигнала.

1) Диапазон рабочих частот зондирующего сигнала не ограничен.

2) Максимальная и минимальная дальности обнаружения. Благодаря непрерывности зондирующего и оптимальности обработки принятого сигнала соотношение мощности зондирующего сигнала и максимальной дальности определяется классическим основным уравнением радиолокации [1]. Полоса пропускания по шуму равна обратному времени накопления сигнала. «Мёртвая» ближняя зона отсутствует.

3) Разрешающие способности и погрешности измерения координат и скоростей. Ширина функции корреляции по дальности по уровню 3 дБ определяется приближённой формулой $\Delta L_{\text{фк}} \approx c/(4\phi_0 F_{\text{m}})$ и слабо зависит от других параметров. Относительный уровень ближайших

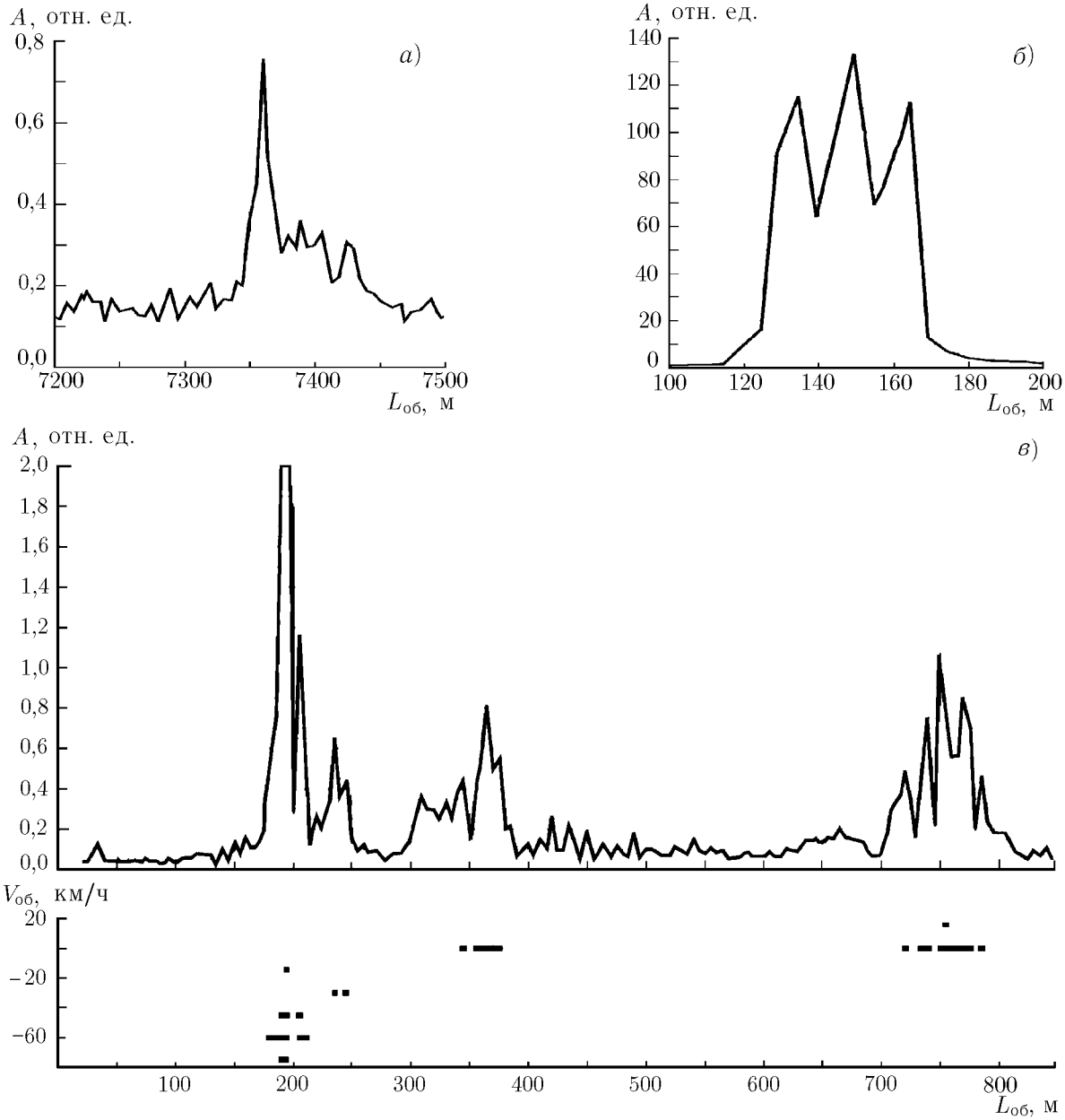


Рис. 4. Примеры отображения обработанных сигналов на экране дисплея: (*а*) телевизионная вышка, (*б*) уголковые отражатели, (*в*) улица с автомобильным движением; A — амплитуда принимаемого сигнала

боковых лепестков составляет при квадратичной амплитудно-частотной характеристике усилителя ПЧ −18 дБ и быстро убывает с удалением от максимума функции корреляции. Оптимизация формы БФК путём коррекции базисных сигналов по определённому алгоритму позволяет уменьшить уровень лепестков до −35 дБ. Ограничения по скорости объектов практически отсутствуют. Ширина БФК по доплеровской частоте равна половине частоты модуляции. Разрешение по доплеровской частоте (точность измерения скорости) обратно пропорционально времени накопления: $\delta V = \lambda/\tau_{\text{н}}$. Ограничение времени накопления при больших ускорениях отражающих объектов преодолевается введением в матрицы базисных сигналов «третьего измерения» для заданных значений ускорения. Точность измерения угловой координаты по разности фаз

сигналов, принятых в разных позициях (моноимпульсный метод), определяется известными соотношениями метода пеленгации. Отметим, что неидентичность фазовых характеристик трактов смеситель—усилитель ПЧ практически не влияет на результат измерения. При большом числе позиций приёма (полуактивная фазированная антенная решётка) значения функции корреляции могут вычисляться для каждой позиции (и затем суммироваться) с учётом фазы. Это позволит повысить потенциал радара и формировать виртуальные приёмные диаграммы направленности. Для оценки реализуемого таким образом разрешения по углу применимы методы теории фазированных антенных решёток.

4) Форма модулирующего сигнала. Математическим моделированием определялись параметры БФК для негармонической частотной модуляции сигнала. Отмечено, что ввод гармоник в модулирующий гармонический сигнал всегда приводит к возрастанию боковых лепестков БФК.

5) Динамический диапазон канала приёма. При $L_k < 0{,}05\Lambda$ ширина спектра частот гомодинного сигнала прямо пропорциональна дальности объекта. При использовании усилителя ПЧ с квадратичной зависимостью коэффициента усиления по напряжению от частоты уменьшение принятого сигнала при удалении объекта полностью компенсируется возрастанием усиления с повышением частоты. Это означает, что уровень сигнала промежуточных частот, обусловленного объектом, не изменяется при изменении его дальности, что в ряде случаев исключает необходимость в системе автоматической регулировки усиления приёмного канала.

6) Влияние боковых лепестков диаграммы направленности антенны. Объекты, отражения от которых принимаются как помехи по боковым лепесткам, расположены, как правило, в ближней зоне. Поэтому относительный уровень этих помех на промежуточной частоте за счёт квадратичности амплитудно-частотной характеристики усилителя ПЧ будет существенно уменьшен.

7) Параметры дискретизации принятого сигнала. Отношение ширины спектра гомодинного сигнала к ширине спектра зондирующего сигнала (коэффициент первичного сжатия спектра) примерно равно $\chi = \sin\Phi = \sin(2\pi L/\Lambda)$. При $L \ll \Lambda$ этот коэффициент равен $\chi \approx 2\pi L/\Lambda$. Согласно теореме Котельникова частота дискретизации гомодинного сигнала должна, по меньшей мере, вдвое превышать его верхнюю частоту. Из изложенного следует, что легко реализуются режимы, при которых частота дискретизации на один-два порядка меньше полосы частот зондирующего сигнала.

8) Производительность коррелометра. Общая требуемая производительность процессора коррелометра (число операций перемножение+сложение в секунду) при работе в реальном масштабе времени составляет $N_{\text{кор}} \approx P^2\Omega^{(\text{d})}$. Производительность при работе в ограниченном интервале дальностей $L_{\min} \div L_{\max}$ и скоростей $V_{\min} \div V_{\max}$ определяется по формуле $N_{\text{кор}}^{(\text{огр})} \approx (P_{\max}^2 - P_{\min}^2)\,(\Omega_{\max}^{(\text{d})} - \Omega_{\min}^{(\text{d})})$. Исключением излишней информации реально необходимая производительность может быть снижена примерно на два порядка.

9) Предельная мощность зондирующего сигнала определяется возможностью подавления зондирующего сигнала, проникающего в канал приёма. При работе приёмника и передатчика на одну антенну (например, через циркулятор) уровень этого сигнала может достигать 10 % излучаемой мощности (при коэффициенте стоячей волны антенны, равном 2). «Информационное» влияние этого сигнала исключает сам метод корреляционной обработки, тем более, что составляющие его спектра в гомодинном сигнале сосредоточены в низкочастотной области и могут быть просто исключены из спектра базисных сигналов. При излучаемой мощности несколько милливатт влияние паразитного сигнала при отсутствии малошумящего усилителя несущественно. При росте мощности до 100÷200 мВт нарушаются балансные свойства смесителя и увеличивается коэффициент шума приёмного канала, а дальнейшее увеличение мощности может привести к необратимому отказу диодов смесителя. Подавление паразитного сигнала может достигаться направлением на

вход смесителя компенсирующего сигнала, равного по амплитуде и противофазного паразитному. Формирование компенсирующего сигнала реализуется, например, включением неоднородности с управляемыми модулем и фазой коэффициента отражения S_{11} между циркулятором и антенной. Такой неоднородностью (компенсатором) может быть, например, трёхшлейфовый трансформатор, реактивность шлейфов которого регулируется фазовращателями или варикапами. Поскольку амплитуда и фаза паразитного сигнала меняется при изменении внешних условий, необходима система автоматического регулирования модуля и фазы коэффициента отражения S_{11} компенсатора. Датчиком системы может служить балансный смеситель, диоды которого имеют отдельные выводы. Сумма напряжения на диодах есть функция модуля, а разность напряжений — функция фазы паразитного сигнала. Для получения сигналов управления параметрами компенсатора потребуется микропроцессор, входы которого подключены к выходам диодов смесителя через суммарно-разностную схему. Микропроцессор при этом наделяется программой регулирования модуля и фазы коэффициента отражения компенсатора по заданному уровню напряжений на диодах. Для функционирования радара с выходной мощностью 10 Вт необходима система автоматического регулирования модуля и фазы с коэффициентом регулирования порядка 10^3.

Применение предлагаемого метода обработки гомодинного сигнала позволяет создать относительно простые радиолокаторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн с непрерывным частотно-модулированным зондирующим сигналом и разрешающей способностью порядка сантиметров по всем координатам. База сигнала, определяемая при этом способе обработки как произведение ширины полосы частот зондирующего сигнала на время накопления сигнала в канале обработки, может достигать $10^9 \div 10^{10}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коган И. М. Ближняя радиолокация. М.: Сов. радио, 1973.
2. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации. М.: Радио и связь, 1981.
3. Пат. № 2255352 РФ. Способ и система для радиолокационного измерения скоростей и координат объектов / Кошуринов Е. И. Бюлл. № 18. Опубл. 27.06.2005.
4. Международная заявка на изобретение № PCT/RU 2004/000248 от 28.06.2004. Способ и система для радиолокационного измерения скоростей и координат объектов / Кошуринов Е. И. Публикация № WO 2005/003811 «PCT Gazette» от 13.01.2005.
5. Справочник по радиолокации / Под ред. М. Сколник. Т. 3. М.: Сов. радио, 1979. 261 с.
6. http://www.microradar.ru.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 27 октября 2005 г.

CORRELATION PROCESSING CAPABILITIES FOR A HOMODYNE RADAR SIGNAL WITH CONTINUOUS FREQUENCY MODULATED RADIATION

E. I. Koshurinov

Possible use of optimal correlation–filtering processing of reflected signal in a homodyne radar is considered for the case of periodic frequency modulation of continuous sensing signal. Theoretical basis, mathematical simulation results, and experimental evidence are given and radar features and parameters, the main problems and their solution methods are discussed. Possibility of creating simple radars of millimeter wavelength range with a signal basis of up to 10^9–10^{10} and resolution of the order of centimeters is presented.

УДК 520.8-7+621.591

ВОПРОСЫ КРИОСТАТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИЁМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 0,1÷1,0 ТГЦ

В. Ф. Вдовин

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе представлены теоретические основы и особенности разработки систем глубокого охлаждения приёмных устройств диапазона частот 0,1÷1 ТГц. Рассмотрены результаты разработок криосистем, предназначенных для поддержания температуры на уровнях от 150 до 0,3 К, на основе широкого класса криогенных устройств, работающих на различных принципах и термодинамических циклах. В основе разработок лежит принцип единства радио- и теплофизического комплексов охлаждаемого приёмного устройства и криосистемы. Представленные криосистемы используются, в частности, для охлаждения приёмников со смесителями на диодах с барьером Шоттки и на структурах сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник, а также на различных болометрах. Детально рассмотрены проблемы термоизоляции от окружающей среды и теплопередачи от приёмника к крионосителю, вопросы ввода и вывода сигналов в широком диапазоне частот, механических вакуум-плотных терморазвязанных вводов в криостат и системы контроля криоэлектронных комплексов. Представленные разработки предназначены как для лабораторных экспериментов, так и для нужд практических исследований в радиоастрономии, атмосферной спектроскопии и других приложений.

ВВЕДЕНИЕ

Криостатирование (или низкотемпературное охлаждение) приёмных систем существенно повышает их чувствительность, что важно для широкого круга задач и, в первую очередь, для радиоастрономии и атмосферной спектроскопии. С середины 60-х годов XX века создавались криоприёмники излучения как в длинноволновой (вплоть до миллиметровых волн) [1], так и в коротковолновой частях радиодиапазона спектра электромагнитных волн (инфракрасное излучение и оптика) [2]. Наименее освоенной оставалась промежуточная область — коротковолновая часть миллиметрового (ММ) и субмиллиметровый (субММ) диапазоны длин волн (частоты 0,1÷÷1) ТГц), представляющие значительный интерес для исследователей, нуждающихся в высокочувствительных приёмниках для астрономических, атмосферных, медико-биологических и иных задач. Особенности этого диапазона, переходного по технике и методикам исследований между традиционной радиотехникой и оптикой, требуют специфического подхода, отсутствующего в [1, 2] и детально развитого для неохлаждаемых приёмников [3, 4]. Однако как в этих, так и в более поздних работах, посвящённых созданию приёмников ММ и субММ диапазонов [5], в т. ч. криостатируемых [6], неоправданно упускаются вопросы создания систем криостатирования, представляющих с приёмником единое целое. Наблюдающийся последние годы бум исследований и разработок криостатируемых приёмников в диапазоне 0,1÷1 ТГц подтверждает перспективность их использования не только в радиоастрономических и атмосферных исследованиях, но и в телекоммуникационных системах, устройствах радиовидения и т. д. Вместе с тем использование подобной аппаратуры в физических исследованиях, а также её промышленное и военное применение сдерживаются трудностями конструирования, в первую очередь создания адекватных систем криостатирования как единых радио- и теплофизического комплексов охлаждённых элементов приёмника, самой криосистемы, связующих элементов, а также систем контроля и методик измерений параметров таких комплексов.

Целью работы является анализ теоретических основ разработки и технических решений (как известных из публикаций, так и оригинальных) при создании систем криостатирования высокочувствительной приёмной аппаратуры коротковолновой части ММ и субММ диапазонов длин волн (частоты 0,1÷1 ТГц), а также изложение некоторых оригинальных подходов к теоретическому анализу и экспериментальному исследованию тепло- и радиофизических характеристик элементов криоприёмников.

1. КРИОСИСТЕМЫ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИЁМНИКОВ ДИАПАЗОНА 0,1÷1 ТГЦ

1.1. Температурный уровень криосистемы и чувствительность приёмников

Условное разделение диапазона температур, при которых работают охлаждаемые приёмники, представлено в табл. 1. Для масштаба в верхней строке приведена температура поверхности Солнца, в нижней — предельные достигнутые в эксперименте криотемпературы. Рубеж 10^{-9} К недавно преодолён для микроансамблей частиц, едва ли идентифицируемых как вещество. Для микроколичеств идентифицируемого вещества достигнуты температуры 10^{-6} К. Логарифмическая шкала температуры, применённая в табл. 1 наилучшим образом отражает сложность и стоимость достижения того или иного уровня, которые вырастают практически на порядок при достижении очередного порядка в снижении физической температуры.

Таблица 1

Поверхность Солнца	$\sim 0{,}5 \cdot 10^4$ К
Поверхность Земли; неохлаждаемые приёмники	$\sim 0{,}3 \cdot 10^3$ К
Начало диапазона криотемператур	$< 10^2$ К
Температура жидкого азота	$\sim 0{,}8 \cdot 10^2$
Температура жидкого водорода	$\sim 2 \cdot 10^1$ К
Температура жидкого гелия	$\sim 4 \cdot 10^0$
Системы глубокого охлаждения приёмников	$\sim 5 \cdot 10^{-2} \div 3 \cdot 10^{-1}$ К
Предельно низкие достигнутые температуры	$\sim 10^{-9} \div 10^{-6}$ К

Выбор температуры криостатирования приёмного устройства определяется типом используемого эффекта, и задачами, для решения которых оно предназначено, а также условиями эксплуатации. Как отмечалось выше, криостатируемые приёмники обладают высокой чувствительностью и предназначены для приёма предельно слабых сигналов, главным образом в астрономических и атмосферных исследованиях. При этом наряду с собственными шумами приёмного устройства и его элементов необходимо учитывать и фоновые температуры, при которых работает приёмник. При выборе температуры криостатирования систем, работающих в наземных условиях при наличии атмосферного фона, обычно используются температуры азотного—гелиевого уровня. Гелиевые и неглубокие субгелиевые температуры (50÷300 мК) более эффективны для приёмников, расположенных на высокогорных обсерваториях и космических платформах, где фоновые температуры ниже. Очевидно, что более глубокое охлаждение не нужно, поскольку в галактике присутствует реликтовый фон, ниже которого антенная температура приёмника не может быть снижена, поскольку в итоге фон ограничит чувствительность приёмника. В работе [7] выведена формула предельной чувствительности приёмного устройства с преобразователем на входе:

$$\Delta T = \frac{T_0}{\sqrt{N\chi\,\Delta\nu\,\Delta t}}\;\frac{1-\exp(-z)}{z}\;\sqrt{\frac{N\chi}{N_{\rm i}} + \exp(z) - 1}\,, \qquad (1)$$

где T_0 — температура фона, z — $h\nu/(kT_0)$, N и $N_{\rm i}$ — количество типов колебаний на входе приёмного устройства и на выходе преобразователя соответственно, $\Delta\nu$ и $\Delta\tau$ — полоса приёма и постоянная времени интегратора приёмного устройства соответственно, $\chi = qK_{\rm f}$ — произведение квантовой эффективности преобразователя на коэффициент передачи фидера, h и k — постоянные Планка и Больцмана соответственно, ν — частота сигнала. Формула (1) получена в пренебрежении собственными шумами подводящего фидера. Если переписать (1) для одномодового режима, можно рассчитать предельные чувствительности криоэлектронных приёмников в условиях атмосферного фона:

$$\Delta T = \frac{T_0}{\sqrt{qK_{\rm f}\,\Delta\nu\,\Delta t}}\,\frac{1-\exp(-z)}{z}\,\sqrt{qK_{\rm f}+\exp(z)-1}\,. \tag{2}$$

При малых потерях в фидере и очевидных значениях квантовой эффективности усилителей и преобразователей (2) переходит в известную [8] формулу (3)

$$\Delta T = \frac{\alpha T_0}{\sqrt{\Delta\nu\,\Delta t}}\ , \tag{3}$$

где α — коэффициент, зависящий от схемы радиометра.

Результаты расчётов по (2) предельной чувствительности различных приёмников в 3-миллиметровом диапазоне длин волн в условиях атмосферного фона показывают, что чувствительности охлаждённого до 20 К приёмника на основе диода с барьером Шоттки (ДБШ) и охлаждённого до 4 К приёмника на основе структуры сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС), имеющего в два раза бóльшую квантовую эффективность, отличаются всего на 10 %. В коротковолновой части диапазона (при длинах волн порядка 0,3 мм) это отличие доходит до 50 %.

Атмосферный фон, который влияет на предельную чувствительность криоприёмника в диапазоне $0{,}1 \div 1$ ТГц, имеет сложную структуру. В случае преобладания атмосферного фонового сигнала суммарная спектральная плотность шумового излучения на входе приёмного устройства составляет

$$\langle E_\nu\rangle = h\nu\,[\langle n_1(\nu)\rangle + \langle n_2(\nu)\rangle], \tag{4}$$

где

$$\langle n_1(\nu)\rangle = \frac{\exp(-\gamma)}{\exp[h\nu/(kT_0)]-1} \tag{5}$$

— среднее число квантов излучения, представляющих сигнал, γ — оптическая толщина атмосферы на луче зрения. Для радиоастрономических и атмосферных исследований эффективная антенная температура, обусловленная атмосферным фоном, равна

$$T_{\text{эфф}} = T_{\text{ф}}\,[1-\exp(-\gamma)], \tag{6}$$

откуда при $\gamma \ll 1$ следует

$$T_{\text{эфф}} = \gamma T_{\text{ф}}. \tag{7}$$

При этом среднее число квантов, представляющих фоновое излучение, можно записать как

$$\langle n_2(\nu)\rangle = \frac{1-\exp(-\gamma)}{\exp[h\nu/(kT_{\text{ф}})]-1}\ . \tag{8}$$

Флуктуации спектральной плотности интенсивности сигнала на выходе детектора определяются соотношением Эйнштейна и в рассматриваемом случае могут быть выражены следующим образом:

$$\langle \Delta E_\nu^2\rangle = (h\nu)^2\,[1+\langle n_1(\nu)\rangle + \langle n_2(\nu)\rangle]\,[\langle n_1(\nu)\rangle + \langle n_2(\nu)\rangle]. \tag{9}$$

Отсюда можно определить температурную чувствительность приёмного устройства с таким сигналом на выходе:

$$\Delta T = \frac{T_0 \exp(\gamma)}{\sqrt{\Delta\nu\,\Delta t}}\;\frac{1-\exp(-z_0)}{z_0}\left[\frac{1}{\langle n_1(\nu)\rangle}+1+\frac{\langle n_2(\nu)\rangle}{\langle n_1(\nu)\rangle}\right]\left[1+\frac{\langle n_2(\nu)\rangle}{\langle n_1(\nu)\rangle}\right], \tag{10}$$

где $z_0 = h\nu/(kT_0)$. Вычисления по (10) дают заметно отличающиеся (до порядка) значения чувствительности в зависимости от уровня сигнала в области его малых (несколько кельвинов) величин, где не работает приближение $h\nu/(kT) \ll 1$ и вычисление n_1 и n_2 проводится по (5) и (8). В этой области наблюдается существенное ухудшение чувствительности. При увеличении уровня сигнала зависимость (10) выходит на довольно гладкий минимум. Расчёты для набора наиболее часто встречающихся на практике сигнальных и фоновых температур и типичных γ выявили оптимум чувствительности в 3-миллиметровом диапазоне длин волн при сигнальной температуре 10÷15 K (верхний предел при высоких γ), для субММ волн оптимум смещается к 20÷40 K. При этом учитывалось, что на волнах короче 1 мм величина γ на практике всегда близка к 1.

1.2. Типы и характеристики криосистем, используемых для приёмников

Криостатирование приёмников излучения осуществляется при помощи двух основных типов криосистем: криоаккумуляторов и криорефрижераторов [6], а также их комбинаций. Криоаккумуляторные устройства используют предварительно охлаждённый криоагент, как правило сжиженный газ. Иногда применяются твёрдые (углекислота) и газообразные (холодные пары) криоагенты. В качестве криоагентов для охлаждения приёмников ММ и субММ волн применяются жидкий азот, водород и гелий, обеспечивающие температуру криостатирования около 80, 20 и 4 K соответственно. Наиболее популярными криоагентами являются азот и гелий. Приёмники в криоаккумуляторах помещаются либо в кипящий сжиженный газ, либо в так называемый «вакуумный подвал» — полость между внешней и внутренней колбами сосуда Дьюара. В этом случае, чаще используемом на практике, элементы приёмника расположены в вакууме на днище внутренней колбы сосуда Дьюара. Схема криоаккумулятора с «вакуумным подвалом» близка по композиции к криорефрижераторной схеме, где криопанель с охлаждаемыми элементами приёмника крепится на холодную ступень охладителя рефрижераторной установки. Криорефрижераторы, или газовые холодильные машины, работают за счёт дросселирования либо расширения рабочего газа в охладителе на основе различных термодинамических циклов: Джоуля—Томсона (J—T), Стирлинга (S), Джиффорда—МакМагона (G—MM) и т. п, происходящих от цикла Карно и в конечном итоге описываемых уравнением состояния идеального газа.

Криорефрижераторы обладают недостатком, существенным для применения в приёмной технике и заключающимся в высоком уровне вибраций механических элементов охладителя. Вибрации, генерируемые криорефрижератором, могут быть причиной микрофонных и иных эффектов, влияющих на работу приёмника. Помимо известных в акустике методов гашения вибраций (применение амортизаторов и демпферов в конструкциях криосистем, используемых в криоприёмниках [9]), есть и способы, радикально снижающие уровень вибраций, например разнесение охладителя и компрессора в G—MM- и S-машинах (так называемый сплит-Стирлинг (от английского split Stirling)). Для G—MM-машин для снижения вибраций охладителя можно применить немеханический способ продуцирования импульсов газового потока в охладителе, в течение которых и осуществляется охлаждение в таких машинах, — так называемые пульсационные трубы, получившие широкое применение в последние годы. Радикально решается проблема вибраций в комбинированных криосистемах, например при комбинации водородного криорефрижерато-

ра, охлаждающего радиационный экран, и гелиевого криоаккумулятора, охлаждающего приёмник [10].

Аналогичный эффект достижим при использовании в оконечном каскаде холодильника J—T-контура [11, 12], где равномерный газовый поток, на котором и осуществляется охлаждение без генерации вибраций, не содержит импульсов. Применение комбинированных систем, кроме того, диктуется трудностью, а порой невозможностью достижения определённых температурных уровней в рамках одного цикла. Например, в рамках цикла дросселирования известных газов (J—T-машины) недостижимы температуры ниже азотного уровня (50 K), до недавнего времени G—MM-криорефрижераторы не работали при температурах ниже водородных ($15 \div 20$ K) из-за отсутствия эффективных материалов регенератора — элемента охладителя, в котором охлаждённый за счёт термодинамического цикла газ обменивается энергией с панелью машины, на которой помещён приёмник. Однако предложение в середине 90-х годов в качестве такого материала редкоземельных металлов, имеющих в окрестности гелиевой температуры аномальный пик теплоёмкости и позволяющих осуществлять при этих температурах эффективный теплообмен, привело к появлению в настоящее время широкого круга коммерческих G—MM-охладителей гелиевого уровня. Достижение субгелиевых температур (50÷300 мК), используемых для охлаждения сверхпроводниковых болометров, невозможно без предохлаждения. Здесь, как правило, используется комбинация гелиевого криоаккумулятора с криорефрижератором замкнутого цикла, основанным либо на криосорбции ^{3}He в ^{4}He (для температур до 300 мК), либо на их растворении (для температур до 50 мК).

Упомянутый выше термин «замкнутый цикл» является существенной характеристикой криорефрижераторов, используемых для охлаждения приёмников, которая выгодно отличает его от криоаккумуляторов, поскольку отработанный в рамках термодинамического цикла охлаждения рабочий газ возвращается в компрессор криорефрижератора, где вновь сжимается. При этом работа холодильника идёт циклически без потерь газа, позволяя осуществлять длительные (до 10 000 часов) циклы охлаждения приёмных устройств. Возможно использование криорефрижераторов с разомкнутым циклом, в котором отработанный после цикла охлаждения газ выбрасывается в атмосферу. Такой тип устройств применим либо для чрезвычайно малоресурсных систем, например при охлаждении приёмника в головках самонаведения, либо в очень малогабаритных микроохладителях, в которых стандартного баллончика от сифона хватает на несколько часов работы [13]. Все известные системы охлаждения приёмников MM и субMM волн согласно принятой классификации относятся к микрокриогенным системам, эксергетическая производительность которых не превышает 500 Вт, эквивалентная 120 Вт при азотной температуре и 7 Вт — при гелиевой. Требуемая производительность охладителя задаётся массой и теплопродукцией криостатируемого приёмника. Стандартные значения хладопроизводительностей холодильников, применяемых для приёмников MM и субMM волн, достигает десятков ватт при азотной температуре, нескольких ватт — при водородной, до $1 \div 1{,}5$ Вт — при гелиевой и нескольких милли- и микроватт на субгелиевых уровнях (при температурах 300 и 50 мК соответственно). Столь низкий уровень производительности субгелиевых криорефрижераторов, которого, на первый взгляд, не должно хватать для охлаждения приёмника, тем не менее оказывается достаточным для охлаждения миниатюрных детекторов, помещённых в волноводную или квазиоптическую арматуру (package) с весом от десятков до сотен грамм за счёт резкого снижения теплоёмкости практически всех конструкционных материалов при субгелиевых температурах и тщательной термоизоляции охлаждаемого прибора и холодной ступени рефрижератора от внешней среды. В первую очередь, необходима защита от перегрева излучением, поступающим через сигнальное окно криостатата вместе с принимаемым сигналом. При наземных наблюдениях максимум фонового спектра довольно близок к частотам принимаемых сигналов инфракрасного диапазона.

В заключение краткого обсуждения охладителей криостатируемых приёмников ММ и субММ излучения необходимо упомянуть возможности негазовых систем, среди которых, в первую очередь, термоэлектрические холодильники на эффекте Пельтье и различных термомагнитных эффектах в твёрдом теле. Однако эти эффекты с использованием известных на сегодняшний день комбинаций материалов не в состоянии обеспечить достижение криотемператур и достаточные для охлаждения приёмников уровни производительности. Поэтому термоэлектрические и термомагнитные охладители применяются обычно в комбинации с газовыми криоаккумуляторами и криорефрижераторами.

1.3. Нанокриогеника для приёмников ММ и субММ волн

Активное развитие нанотехнологий в последние годы привело к появлению наряду с термином микрокриогеника термина нанокриогеника [14, 37]. Очевидны перспективы нанокриогеники и в приёмной технике ММ и субММ волн, в частности для локального охлаждения элементов [13] и отдельных зон приёмного устройства, что упоминалось ещё в [1]. Не рационально охлаждать несколько килограммов несущих конструкций входного модуля сверхпроводникового приёмника, тогда как сверхпроводниковый контакт, охлаждение которого только и имеет смысл, представляет собой структуру субмикронных размеров. Особую актуальность локальное охлаждение интегральных структур приобретает в последние годы в связи с развитием интегральных приёмников субММ волн [15].

Оценим параметры хладопроизводительности криосистем для локального охлаждения элементов приёмных устройств. Суммарный приток тепла, который должна компенсировать криосистема, определяется совокупностью внутреннего (джоулева) тепловыделения Q_{J} активных элементов прибора и наружных притоков тепла: конвективных Q_1, радиационных Q_2 и кондуктивных Q_3 (по элементам несущих конструкций) [16]:

$$Q_{\Sigma} = Q_{\mathrm{J}} + Q_1 + Q_2 + Q_3. \tag{11}$$

Джоулево тепловыделение Q_{J} для сверхпроводниковых детекторов и смесителей при типичных режимах по постоянному току (при напряжении и токе порядка 3 мВ и 30 мкА соответственно) составляет $Q_{\mathrm{J}} = UI \sim 0{,}1 \cdot 10^{-6}$ Вт.

Конвективная компонента теплопроводности по остаточному газу в криостате легко может быть снижена за счёт эффективной откачки газа. При давлениях внутри вакуумного криостата с криосорбционным насосом, не превышающих 10^{-7} Торр, и характерной геометрии приёмника и криосистемы, приток тепла по остаточному газу не превысит 10^{-6} Вт.

Радиационная компонента притока тепла распадается на две: через сигнальное окно (Q_{21}) и через остальные поверхности прибора (Q_{22}):

$$Q_2 = Q_{21} + Q_{22}. \tag{12}$$

При этом первое слагаемое выражается в виде

$$Q_{21} = \varepsilon_1 \lambda_{\mathrm{i}} \left(T_1^4 - T_2^4\right) S_0, \tag{13}$$

где ε_1 — приведённый коэффициент теплового излучения, λ_{i} — постоянная излучения абсолютно чёрного тела, T_1 и T_2 — температура внешней среды и холодных поверхностей приёмника соответственно, S_0 — площадь поверхности окна. Это слагаемое принципиально неустранимо, поскольку любой фильтр, пропускающий полезное принимаемое излучение, не может полностью избежать разогрева проходящим через него излучением. Диаметр окон для приёмников ММ и

субММ волн практически невозможно сделать меньше 20 мм в силу ограниченных возможностей сужения пучков. Приток тепла через окно с диаметром 20 мм при высоком приведённом коэффициенте теплового излучения $\varepsilon_1 \sim 1$ составляет 125 мВт. Эффективность одноступенчатых радиационных фильтров при поглощении принимаемого сигнала, не вносящем заметный вклад в общий шум приёмника, и их размещении на радиационном экране с температурой около 50 К не превышает 15 дБ, или 30 раз [17], следовательно, $Q_{21} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ Вт.

Второе слагаемое в (12) выражается следующим образом:

$$Q_{22} = F_{12} E_1 \sigma S \, (T_1^4 - T_2^4), \tag{14}$$

где T_2 — температура прибора, T_1 — температура радиационного экрана (либо наружной стенки прибора, если экрана нет), F_{12} — угловой коэффициент, S — площадь поверхности охлаждённого прибора, E_1 — приведённый коэффициент черноты, и при помощи эффективной экранировки потенциально сводится к нулю, т. е. к условию $T_2 = T_1$ при близкой к идеальной полировке поверхностей прибора и экрана, когда $E_1 = 0$. При $S_0 < 10^{-1} S$ справедливо соотношение $Q_{21} > 10^3 Q_{22}$ даже при коэффициенте отражения экрана 0,9 и водородной температуре экрана. Реально достижимы ещё 3 порядка малости Q_{22} относительно Q_{21}.

Кондуктивная компонента потока тепла, определяемая из уравнения Фурье, обусловлена теплопроводностью материалов несущих конструкций приёмника и проводников. За счёт снижения их сечения и организации перехватов тепловых потоков на промежуточные ступени охладителя кондуктивная компонента может быть снижена до нескольких микроватт для типичной микроструктуры — преобразователя ММ и субММ волн:

$$Q_3 = \lambda_{\mathrm{u}} \, (T_2 - T_1) \, S_l / L, \tag{15}$$

где S_l, L и λ_{u} — соответственно площадь сечения, длина и интегральная теплопроводность теплопроводника с температурами концов T_1 и T_2.

В итоге суммарная теплопродукция активной микроструктуры ММ и субММ диапазонов длин волн, обусловленная всеми механизмами, не превышает 1 мВт и почти полностью определяется потоком тепла через входное окно. Следовательно, производительности криосистемы порядка милливатта должно хватать на поддержание температуры криостатирования микроструктуры приёмного модуля.

Производительность криосистемы также определяет время её выхода на заданный температурный режим. Не вдаваясь в анализ интегральной теплоёмкости сложных по геометрии и составу криостатируемых приборов, отметим опыт [11], в ходе которого криомодули с охлаждаемыми элементами приёмника и интерфейсными компонентами с общей массой до килограмма охлаждаются системой с производительностью около 1 Вт от комнатной температуры до гелиевой за несколько часов. Характерные габариты микроструктур приёмных устройств ММ и субММ волн [15] примерно на два порядка меньше размеров типичных охлаждаемых криомодулей. В предположении примерного равенства теплоёмкостей их материалов суммарная теплоёмкость микромодулей будет на 6÷9 порядков меньше, чем у типичных современных криомодулей. Следовательно, при производительности охладителя около 1 мВт скорость выхода на температурный режим будет не менее чем на три порядка выше, чем у традиционных криоприёмников, и не превысит 10 с. Эти перспективы нанокриогеники уже подкреплены изученными термоэлектрическими и термомагнитными эффектами в твёрдом теле, способными обеспечить достаточную производительность охладителя, выполненного в едином технологическом цикле с охлаждаемым узлом приёмника.

2. ЭФФЕКТЫ КРИОСТАТИРОВАНИЯ В ПРИЁМНИКАХ ММ И СУБММ ВОЛН

2.1. Сверхпроводниковые приёмники

Как уже отмечалось, одной из целей криостатирования приёмников является достижение рабочего режима сверхпроводниковых и квантовых приборов, которые приобретают необходимую энергетическую структуру рабочего вещества, обеспечивающую необходимые для преобразования или усиления ММ и субММ сигналов нелинейные характеристики. До последнего времени для сверхпроводников была очевидной необходимость достижения гелиевых температур, поскольку основные сверхпроводниковые материалы имеют критическую температуру, близкую к температуре жидкого гелия. В частности, критическая температура Nb составляет 9,26 K, Pb — 7,19 K, Sn — 3,72 K, Mo — 0,92 K. Высокотемпературная сверхпроводимость позволяет использовать для охлаждения сверхпроводниковых элементов приёмников жидкий азот или водород. При этом как активные (преобразователи) [18], так и пассивные (фильтры, преселекторы) [19] узлы и элементы приёмных систем охлаждаются сравнительно недорогими криосистемами. Субгелиевые температуры целесообразны для создания сверхвысокочувствительных болометрических приёмников, предельная чувствительность по мощности которых пропорциональна кубу физической температуры T [20]:

$$\Delta P \propto T^3 V^{1/2}, \tag{16}$$

где V — объём болометра.

2.2. Тепловые шумы при низких температурах

Другим эффектом, ради которого охлаждают активные и пассивные сверхпроводниковые и полупроводниковые приёмники, является снижение тепловых (найквистовых) шумов сопротивления R, мощность которых в полосе $\delta\nu$ пропорциональна температуре прибора:

$$P = 4kT\,\delta\nu\,R. \tag{17}$$

Поскольку выражение (17) записано в предположении $h\nu \ll kT$, для области криотемператур более оправданной представляется точная запись:

$$P = 4h\nu R\,\{\exp[h\nu/(kT)] - 1\}^{-1}\,\delta\nu. \tag{18}$$

Эффект снижения шумов приёмных устройств при охлаждении входных каскадов приёмника обеспечивается за счёт повышения при криотемпературах практически на порядок проводимости чистых металлов (Au, Ag, Cu, Al), из которых выполнены (или которыми гальванически покрыты) волноводные и коаксиальные тракты приёмных устройств, а также за счёт повышения добротностей резонаторов и фильтров при низких температурах.

2.3. Нетепловые эффекты полупроводниковых приборов при криотемпературах

При криотемпературах достигается существенное снижение шумов и улучшение характеристик специально подобранных полупроводниковых структур: повышается нелинейность диодных и транзисторных структур, используемых для создания преобразователей (ДБШ), умножителей [21] и усилителей, заметно более эффективных при криогенных температурах, чем при комнатных. Среди последних необходимо отметить, что HEMT-усилители (от английского high

electron mobility transistors) в приёмниках используются уже не только как усилители промежуточной частоты, но и на частотах до 230 ГГц и применяются как входные усилители во всём ММ диапазоне длин волн [22, 23]. Также принципиально необходимо криогенное охлаждение для мазеров и параметрических усилителей, используемых в качестве усилителей в ММ диапазоне длин волн.

3. ТЕПЛО- И РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМ КРИОСТАТИРОВАНИЯ ПРИЁМНИКОВ ММ И СУБММ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Конструирование сосудов Дьюара для криостатирования приёмников ММ и субММ диапазона длин волн мало отличается от стандартных подходов, которые описаны в [1, 24]. Остановимся на специфических элементах, слабо освещённых в публикациях. Отличие криосистем ММ и субММ диапазона длин волн состоит в наличии герметичного окна, через которое вводится сигнал. Часто в таких системах имеются терморазвязывающие волноводные и квазиоптические линии, подводящие сигнал к глубоко охлаждённому прибору (усилителю, смесителю, детектору). Для точной оценки характеристик малошумящих приёмников необходимо знать законы распределения температуры и потерь по объёму гермоокон и трактов, а также активных приборов, находящихся под воздействием перепадов температуры.

3.1. Физическая температура и шумы герметичного окна

Задача анализа и создания окна криоприёмника сводится к построению вакуум-плотного и прозрачного входа для принимаемого излучения с минимизацией паразитных теплопритоков внутрь криостата. В [25] вычислялся тепловой поток и распределение температуры по поверхности окна на основе уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial x}\,\frac{k\,\partial T}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\,\frac{k\,\partial T}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}\,\frac{k\,\partial T}{\partial z}+q(x,y,z)=C_p\rho\,\frac{\partial T}{\partial \tau}\ , \tag{19}$$

где x, y, z — декартовы координаты, q — источник тепла, C_p — теплоёмкость, ρ — теплопроводность материала. В результате было установлено, что при определённых условиях температура центральной зоны окна может довольно значительно отличаться от температуры окружающей среды (на 5÷15 К). При этом весьма вероятно, что температура наружной поверхности будет ниже точки росы для определённого диапазона значений окружающей температуры и влажности, что неизбежно приведёт к выпадению водяного конденсата, крайне нежелательного в силу значительного поглощения водой волн в диапазоне 0,1÷1 ТГц. Заметно улучшает картину наличие инфракрасного фильтра [17] между входом холодного приёмника и окном. Инфракрасный фильтр, представляющий собой слоистую или рыхлую структуру, закреплённую на радиационном экране криостата, поглощает бóльшую часть излучения нагретой окружающей среды, лежащей вне полосы принимаемых сигналов. Наряду с нежелательной конденсацией, радиационное охлаждение окна имеет и позитивные последствия: более холодная центральная зона окна, через которую главным образом проходит принимаемый сигнал, имеет несколько более низкие температуру и потери. Как следствие, снижается общая шумовая температура приёмника. На основании полученного распределения температуры в [25] решено уравнение переноса и получена уточнённая шумовая температура, которая для реализованных конфигураций окон и приёмников на 5÷7 % меньше расчётной без охлаждения.

3.2. Диссипативная линия передачи при перепаде температуры

Помимо окна специфическим элементом криостатируемого приёмника является подводящий терморазвязывающий фидер, который, впрочем, иногда отсутствует, если рупор облучателя антенны размещается внутри криостата. Терморазвязывающий волновод в ММ и субММ диапазонах длин волн обычно сверхразмерный и иногда сочетает в себе функцию перехода к основному сечению волновода. Здесь также решалась задача, аналогичная рассмотренной в предыдущем разделе: на основе уравнения теплопроводности определялся профиль распределения температуры по длине линии. Рассмотрим наиболее общий случай линии конического сечения, площадь которого $A(x) = A_0 + \xi x$, тогда задача теплопроводности сводится к анализу одномерного теплового потока:

$$Q = -k_{\mathrm{t}}(T_2 - T_1) \Big/ \int\limits_{x_1}^{x_2} \frac{\mathrm{d}x}{A(x)} \ , \tag{20}$$

где k_{t} — интегральная теплопроводность материала волновода, T_2 и T_1 — физические температуры концов волновода, совпадающие с температурой охлаждённого приёмника и тёплой наружной стенки криостата, x_1 и x_2 — конечные координаты волновода, определяющие его длину. В результате удаётся установить профиль распределения температуры по длине линии. Суммарные потери тракта легко измеряются. Отсюда, зная профиль температуры и воспользовавшись законом Видемана—Франца—Лоренца

$$\frac{\chi}{\sigma T} = L_0 = \frac{\pi^2 k^2}{3e^2} = \mathrm{const} = 2{,}45 \cdot 10^{-8} \ \text{Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{К}^{-2}, \tag{21}$$

связывающим электропроводность σ и теплопроводность χ металла волновода (здесь e — заряд электрона), в предположении точности данных по удельной теплопроводности материала линии находим закон распределения потерь по длине волновода. При этом считаем, что удельные потери волновода определяются известным соотношением

$$\alpha_0 = \left[\frac{\pi c \varepsilon_0}{\lambda_0 \sigma(x)}\right]^{1/2} \frac{1 + 2\,(b/a)\,\lambda_0^2/(2a)^2}{b\,[1 - \lambda_0^2/(2a)^2]^{1/2}} \ , \tag{22}$$

где c — скорость света в вакууме, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, которую в случае волновода с заполнением следует домножить на диэлектрическую проницаемость наполнителя, λ — длина волны в волноводе, $\sigma(x)$ — закон изменения проводимости по длине волновода, a и b — размер широкой и узкой стенок волновода. Из (22) выделим фактор потерь $æ(\sigma, a, b)$, зависящий от проводимости и размеров волновода. Как правило, соотношение размеров широкой и узкой стенок прямоугольного волновода составляет 2:1, следовательно, подставив $a = 2b$, имеем

$$æ = \frac{1}{\sqrt{\sigma(x)}} \ \frac{1 + \lambda_0/2}{[(a/2)^2 - (\lambda_0/4)^2]^{1/2}} \ . \tag{23}$$

При этом постоянная затухания записывается как произведение фактора æ на линейную функцию $D(\lambda)$ рабочей длины волны. Полученные распределения температуры и удельных потерь по длине линии позволяют однозначно решить для неё уравнение переноса [26] и вычислить её шумовую температуру:

$$T_{\mathrm{n}} = \int\limits_0^X T_\alpha l(x) \exp\left(\int_0^x l(\xi)\,\mathrm{d}\xi\right) \mathrm{d}x, \tag{24}$$

где 0 и X — координаты концов волновода, $T_\alpha = T_\alpha(x)$ — установленный из решения уравнения теплопроводности закон распределения физической температуры по длине волновода, $l(x)$ — установленный из (23) закон распределения потерь в волноводе заданного сечения. Результаты расчёта для одной из частных линий, использованных в криоприёмнике 3-миллиметрового диапазона длин волн, показали, что её шумовая температура равна 12,8 К, тогда как вычисления по формуле для средней физической температуры, как это обычно выполняется [27], дают 17 К.

3.3. Определение трёхмерного теплового потока в волноводном активном приборе

Уравнение теплопроводности (19) с учётом внутреннего источника тепла решалось для оценки температуры активного прибора, помещённого в волноводную камеру. Такая конфигурация характерна для преобразователей и усилителей ММ и субММ волн. Рассмотрим трёхмерную задачу теплопроводности для модели кубического устройства, охлаждаемого с одной из граней ($T|_{x=L} = T_0$) и расположенного в вакууме без теплообмена по остальным граням ($\mathrm{d}T/\mathrm{d}x|_{x=0} = 0$; $\mathrm{d}T/\mathrm{d}y|_{y=0,L} = 0$; $\mathrm{d}T/\mathrm{d}z|_{z=0,L} = 0$), при внутреннем источнике тепла q, имеющем характерное для диода (транзистора) тепловыделение и характерные размеры l, приблизительно на 2 порядка меньшие, чем наружный размер L устройства (волноводной камеры). Функция распределения источника по координате x при этом имеет вид

$$Q(x) = \begin{cases} 0, & x - L/2 > l/2; \\ q/l^3, & x - L/2 \le l/2. \end{cases}$$

По остальным координатам распределение источника тепла записывается аналогично. Запишем функцию

$$U_{mnk}(x,y,z) = \cos\Big(\frac{m\pi}{L}\,y\Big)\cos\Big(\frac{n\pi}{L}\,z\Big)\cos\Big(\frac{2k+1}{L}\,\pi x\Big), \tag{25}$$

удовлетворяющую описанным выше граничным условиям, и введём переменную t, равную разности физической температуры и температуры охлаждаемой стенки, сопряжённой с охладителем условно бесконечной хладопроизводительности, при этом $t|_{x=L} = 0$ и $\mathrm{d}t/\mathrm{d}n = 0$. Определим оператор Лапласа функции (25):

$$\Delta U_{mnk} = -\frac{\pi^2}{L^2}\left[m^2 + n^2 + \left(\frac{2k+1}{2}\right)^2\right] U_{mnk}. \tag{26}$$

Решение уравнения теплопроводности можно записать в виде

$$V(x,y,z) = \sum_{m,n,k=0}^{\infty} V_{mnk} U_{mnk}(x,y,z), \tag{27}$$

где

$$V_{mnk} = (2/L)^3 \int_0^L\int_0^L\int_0^L U_{mnk}(x,y,z) V(x,y,z)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z. \tag{28}$$

Решая систему уравнений (26)–(28) относительно t, можно аналитически отыскать температуру источника в центре куба без применения численных методов:

$$T_\mathrm{c} = t + T_0 = t + N_\mathrm{f} q/(kl), \tag{29}$$

где N_{f} — форм-фактор. Для модели «малый куб в большом кубе» с соотношением сторон 1:100 форм-фактор $N_{\mathrm{f}} = 0{,}19$.

Расчёт по (29) показал, что перегрев стандартного планарного ДБШ в вакууме может достигать 10÷13 К, в т. ч. до 10 К — за счёт вклада само́й планарной структуры.

4. СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ КРИОПРИЁМНИКОВ И ПРОБЛЕМЫ КРИОГЕННЫХ ЭТАЛОНОВ

Одной из задач при создании криостатируемых приёмных комплексов является разработка встроенной в них системы контроля. Не затрагивая вопросов разработки стандартных элементов автоматизированных систем контроля, включая их терморазвязанный и вакуум-плотный ввод/вывод сигналов с постоянным напряжением и радиосигналов, отметим специфические задачи, характерные именно для криоприёмников ММ и субММ волн: измерение физической температуры элементов приёмника, в т. ч. их активных микроструктур (диодов, транзисторов); измерение предельно низких шумов устройств ММ и субММ диапазонов длин волн в отсутствие аттестованных методик и эталонов; контроль вакуума и механический контроль волноводных и квазиоптических устройств в вакууме.

Для измерения температуры критических элементов приёмника и криосистемы стандартные методики [24] дополнены автором специализированными методиками и датчиками [28], позволяющими регистрировать температуры приёмных микроструктур, в частности по измерениям вольт-амперных характеристик [29] оценивать температуру барьерной зоны ДБШ или СИС-контакта.

Для измерений шумов приёмников на основе метода двух отсчётов [8] (метод Y-фактора) и для калибровки при измерениях, в рамках разработки криоприёмников создано семейство криогенных эталонов излучения [11, 30, 31], в том числе с регулируемой температурой, которые используются как во входных трактах, так и в тракте промежуточной частоты супергетеродинов.

Для создания и поддержания глубокого вакуума (10^{-7}÷10^{-3} Торр) в криостатах приёмников используется комбинация форвакуумного насоса (масляного или турбомолекулярного), обеспечивающего начальный (10^{-2} Торр) вакуум для запуска криосистемы, и криосорбционного насоса, обеспечивающего окончательную откачку при охлаждённом состоянии прибора и поддержание вакуума достаточно длительное (до десятков тысяч часов) время. Такие комбинированные вакуумные системы созданы во всех разработках, упомянутых в тексте. Для обеспечения механической перестройки охлаждённых волноводных [32] или квазиоптических [31] устройств криоприёмников созданы вакуум-плотные дистанционные приводы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ПРАКТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КРИОСТАТИРОВАНИЯ ПРИЁМНЫХ УСТРОЙСТВ

На основе изложенных подходов выполнены разработки и исследованы характеристики семейства практических криосистем для поддержания заданной температуры из интервала от 150 К [33] до 0,3 К [34]. Эти системы предназначены для охлаждения приёмников электромагнитного излучения [6] и криогенных эталонов, которые используются в астрономических [32], атмосферных [31] и лабораторных исследованиях [35, 36], в интервале от коротковолновой части ММ диапазона [11] до субММ (дальний инфракрасный диапазон) волн вплоть до ближнего инфракрасного диапазона и оптики [33]. Практические исследования созданных систем и их успешная многолетняя эксплуатация подтвердили адекватность представленных выше теоретических подходов к разработке и анализу систем криостатирования и их элементов.

Автор выражает признательность за полезные дискуссии и консультации И. И. Зинченко, А. Г. Кислякову, А. Ш. Фиксу и сотрудникам ИПФ, принимавшим участие в представленных разработках: О. С. Большакову, А. И. Елисееву, Д. В. Коротаеву, И. В. Кузнецову, И. В. Лапкину, М. А. Мансфельд, В. Г. Перминову, Е. Л. Певзнеру, Л. И. Федосееву, И. А. Шерешевскому и А. И. Яворовской. Особая благодарность коллегам из ведущих российских и зарубежных научных центров, в рамках сотрудничества с которыми выполнялись представленные работы: ИРЭ РАН, ИКИ РАН, ИФМ РАН, ФИ РАН, САО РАН, МГПУ, ОИЯИ, НПО «Криогенная техника», НИИПП, ФГУП НПП «Исток», HUT (Финляндия), SRON (Нидерланды), НИИ «Сатурн» (г. Киев). Нельзя не вспомнить вклад безвременно ушедших В. Н. Тюкина, В. А. Орлова, К. И. Куркана и И. В. Замятина, а также одного из инициаторов работ по криостатированию приёмников миллиметровых волн в ИПФ В. А. Флягина, светлой памяти которого посвящается настоящая работа.

Представленные в статье результаты получены в рамках работ, финансируемых INTAS (проекты № 01–0367, и 03–51–4145), а также ISTC (проекты № 2445 и KP-634) и программой «NATO Science for peace» (проект № SfP 981415:I).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алфеев В. Н. Радиотехника низких температур. М.: Сов. радио, 1966. 368 с.
2. Антонов Е. И., Коленко Е. А., Петровский Ю. А., Смирнов А. И. Устройства для охлаждения приемников излучения. Л.: Машиностроение, 1975. 248 с.
3. Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 6. С. 813.
4. Федосеев Л. И., Куликов Ю. Ю. // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16, № 4. С. 554.
5. Розанов Б. А., Розанов С. Б. Приёмники миллиметровых волн. М.: Радио и связь, 1989. 168 с.
6. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 1 424.
7. Кисляков А. Г., Швецов А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 12. С. 1 846.
8. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1972. 416 с.
9. Вдовин В. Ф., Елисеев А. И., Зинченко И. И. и др. // Сборник отчётов по научным проектам МНТП России «Физика микроволн». 2000. С. 100.
10. Archer J. W. // Rev. Sci. Instrum. 1985. V. 56, No. 3. P. 449.
11. Зинченко И. И., Барышев А. М., Вдовин В. Ф. и др. // Письма в Астрон. журн. 1997. Т. 23. С. 145.
12. Groppi C. E. Submillimeter heterodyne spectroscopy of star forming regions: Ph. D. Thesis. USA: The Universitet of Arizona, 2003. 171 p.
13. Little W. A. // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 5, No. 55. P. 661.
14. Digest of Symposium on Micro- and Nanocryogenics, 1–3 August 1999, Jyvaskyla, Finland.
15. Кошелец В. П., Шитов С. В., Филиппенко Л. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 687.
16. Теплопередача при низких температурах / Под ред. У. Фроста. М.: Мир, 1977.
17. Lamb J. W. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1993. V. 14, No. 5. P. 959.
18. Гольцман Г. Е., Лудков Д. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 671.
19. Mansour F. A., Ye S., Jolley B., et al. // IEEE Trans. MTT. 2000. V. 48, No. 4. P. 1 171.
20. Выставкин А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 813.
21. Божков В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 5. С. 416.
22. Вдовин В. Ф., Коротаев Д. В., Лапкин И. В., Федосеев Л. И. // Сб. тез. докл. Всерос. семинара по радиофизике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Нижний Новгород, 2005. С. 31.

23. Gaier T., Dawson D., Weinreb S., et al. // Proc. 3rd ESA Workshop on MM- Wave Tech. and Appl.: Circuit, Ыystems, and Ьeasurement Eechniques / Ed. by J. Mallat, A. Raisanen, J. Tuovinen. Espoo, Finland: MilliLab, 2003. P. 113.
24. Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М. П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985.
25. Вдовин В. Ф., Коротаев Д. В., Лапкин И. В. // Сб. тез. 11-й Международной школы по радиофизике и электронике СВЧ. Саратов: Изд. СарГУ, 1999. С. 21.
26. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 936 с.
27. McGrath W. R., Raisanen A. V., Richards P. L., et al. // IEEE Trans. Magn. 1985. V. 21, No. 2. P. 212.
28. А. с. СССР № 1382132. Способ определения температуры диода с барьером Шоттки в охлаждённом смесителе / Вдовин В. Ф.; Заявл. 11.05.86, № 4081642.
29. Божков В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 702.
30. Koistinen O., Valmu H., Raisanen A., et al. // IEEE Trans. MTT. 1993. V. 41, No. 12. P. 2 232.
31. Вдовин В. Ф., Дрягин Ю. А., Лапкин И. В. // Тез. докл. 7-й Всес. науч.-техн. конф. «Метрология в радиоэлектронике». 1988. С. 146.
32. Dryagin Yu. A., Lapkin I. V., Vdovin V. F., et al. // Experimental Astronomy. 1994. V. 5. P. 279.
33. Борисенко А. Н., Вдовин В. Ф., Елисеев А. И. и др. // Петербургский журн. электроники. 2001. Т. 3, № 28. С. 39.
34. Трофимов В. Н., Черников А. Н., Вдовин В. Ф. и др. Оптический криостат с сорбционным рефрижератором He3: Препринт № Р8-2005-41 ОИЯИ. Дубна, 2005. 12 с.
35. Кисляков А. Г., Ястребов И. П., Вдовин В. Ф. и др. // Труды четвертой науч. конф. по радиофизике. 2001. С. 140.
36. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1992. Вып. 4. С. 736.
37. Карагусов В. И. // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2003. № 7. С. 18.

Поступила в редакцию 14 мая 2005 г.; принята в печать 5 августа 2005 г.

PROBLEMS OF CRYOGENIC COOLING FOR SUPERCONDUCTING AND SEMICONDUCTING 0.1–1 THZ RECEIVERS

V. F. Vdovin

A short review of the development of cryogenic cooling systems for 0.1–1 THz receivers and its theoretical background are presented. Some original cryogenic systems for deep cooling of the receivers working at temperatures 150–0.3 K are described. The systems are based on a wide range of thermodynamical cycles and cooling principles. The described developments are based on the unified approach to the analysis of the thermal- and radiophysical complexes of the cooled receiver and the cryosystem. Such cryosystems are used, specifically, to cool the receivers based on Shottky-barrier diodes and on the SIS structures, as well as on various bolometers. The problems of providing heat insulation against the environment and the heat transfer from the receiver to the cryoagent, the issues of the input/output of signals in a wide frequency range, of mechanical, air-tight, thermally decoupled inputs to the cryostat, and the control system for cryoelectronic setups are considered in detail. The presented developments can be used both in laboratory experiments, and for practical applications in radio astronomy, atmosphere spectroscopy, and other applications.

УДК 621.396.962.27

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРОТЯЖЁННЫХ СРЕД МЕТОДОМ ПАССИВНО-АКТИВНОЙ РАДИОМЕТРИИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

И. В. Ракуть, С. А. Пелюшенко, А. С. Пелюшенко, Ю. А. Железняков

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

В статье представлены результаты исследования характеристик обратного рассеяния протяжённых неоднородных сред с помощью пассивно-активного комплекса ближнего радиовидения. В состав комплекса входят: радиометр 8-миллиметрового диапазона длин волн, фокусирующая антенная система и система подсветки исследуемых объектов широкополосным шумовым сигналом. Радиометрический комплекс предназначен для формирования обладающего высоким разрешением радиоизображения внутренней структуры пространственно-неоднородных сред, исследуемых на расстоянии, соизмеримом с размером раскрыва антенны. Данная система радиовидения может найти применение при проведении медико-биологических исследований тела человека и обнаружении протяжённых объектов под поверхностью среды, не прозрачной для визуального наблюдения, но частично прозрачной в рабочем диапазоне длин волн.

В наших ранних работах было показано, что в системах ближнего радиовидения [1], как в медицинских исследованиях неоднородности температурных полей на поверхности [2] и в глубине [3] человеческого тела, так и при исследовании собственного излучения [4] и коэффициентов обратного рассеяния [5] протяжённых объектов [6] искусственного происхождения [7], для достижения высокого пространственного разрешения [8] целесообразно использовать фокусирующую [9] антенную систему со сферически сходящимся пучком. При этом реализуется пространственное разрешение порядка рабочей длины волны [10]. Однако наличие сферически сходящегося пучка в ближней зоне фокусирующей антенной системы создаёт порой большие трудности при оценке полученных данных вследствие взаимодействия этого пучка с обладающим сложной формой и структурой приповерхностным слоем среды, что выражается в появлении искажений синтезируемых радиометрических изображений [11]. Это требует продолжения исследований влияния протяжённых неоднородностей при синтезе радиометрических изображений.

На рис. 1 представлена фотография разработанного радиометрического комплекса ближнего радиовидения для проведения медико-биологических исследований и диагностики характеристик протяжённых неоднородных сред. На рис. 2 схематично показано взаимное расположение элементов установки и ориентация исследуемого объекта (ИО), расположенного на поглощающем материале (ЧТ), относительно установки. На рис. 3 представлена функциональная схема установки пассивно-активного ближнего дистанционного зондирования.

В состав установки входят: опорно-поворотное устройство (ОПУ) с закреплённым на нём двухкоординатным сканером (ДКС) планшетного типа, который содержит два мотора силового привода несущей каретки; высокочастотный блок (ВЧ) радиометрического модуляционного пассивно-активного радиометра прямого усиления с рабочей длиной волны $\lambda = 8$ мм, смонтированного на несущей каретке; электронный блок управления сканером; синхронный детектор; блок питания и ЭВМ с установленной в ней интерфейсной платой аналого-цифрового и цифро-аналогового преобразования (АЦП-ЦАП) для обеспечения управления, сбора и обработки данных. В состав высокочастотного радиометрического блока входят: фокусирующая бифокальная антенна с диаметром $D = 355$ мм и главным зеркалом в форме эллипсоида вращения со смещённым фокусом, имеющая специализированный облучатель, который в сочетании со сложным профилем контррефлектора

Рис. 1

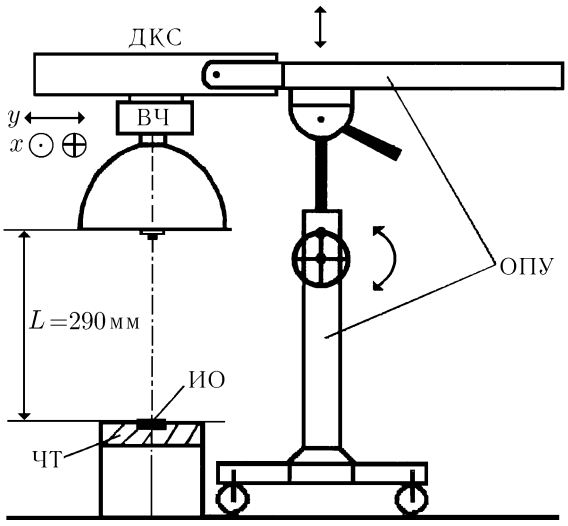


Рис. 2

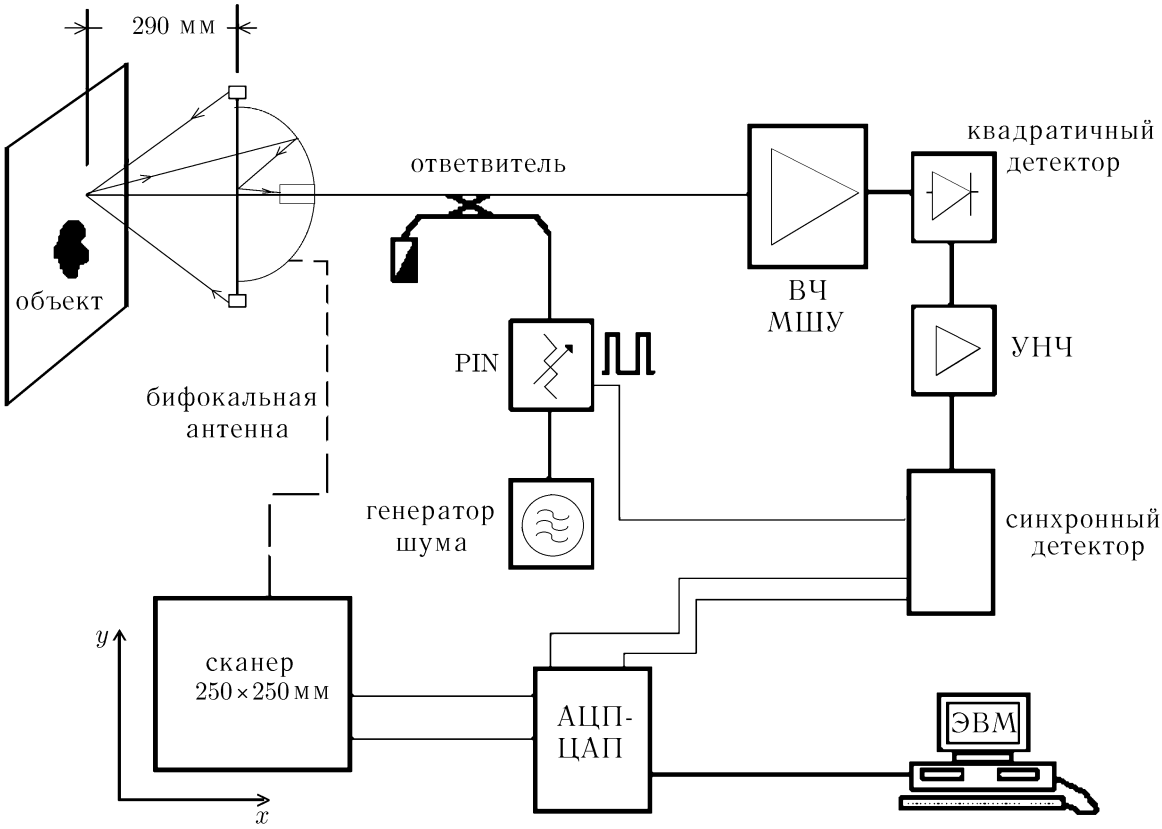


Рис. 3

обеспечивает минимальную реакцию облучателя на главное зеркало; соединённый с антенной направленный ответвитель, являющийся элементом развязки тракта генератора подсветки и тракта радиометрического приёмника; переключатель для модуляции сигнала подсветки (PIN); высокочастотный малошумящий усилитель (ВЧ МШУ); квадратичный детектор и низкочастотный предварительный усилитель (УНЧ).

В пассивно-активном режиме работы комплекса широкополосный сигнал генератора шума модулируется с частотой сигнала управления синхронного детектора. Опорно-поворотное устройство установки обеспечивает выбор расстояния между вторичным фокусом бифокальной антенной системы и исследуемым объектом. Сканер осуществляет перемещение радиометрического блока по двум координатам. Поле сканирования имеет размер 250×250 мм. Траектория сканирования представляет собой построчное пошаговое движение радиометрического модуля с переходом на следующую строку. Шаг перемещения радиометрического модуля задаётся программно в широком пределе от минимального значения 0,135 мм. Шаг определяется заданным числом точек измерения в поле сканирования. Программно выбирается и время накопления сигнала в каждой точке.

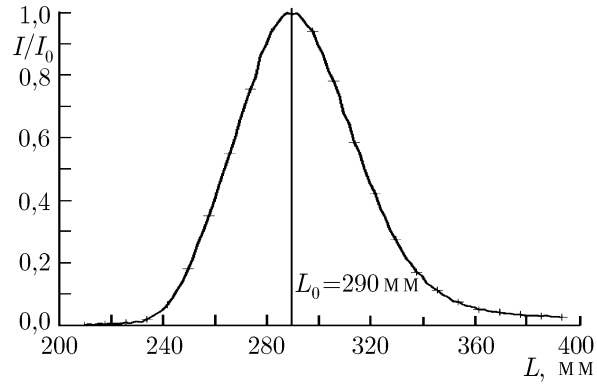


Рис. 4

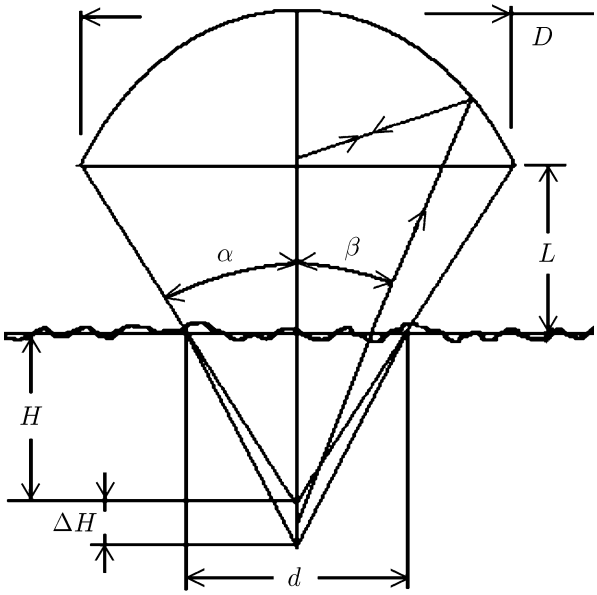


Рис. 5

Исследования, проведённые с помощью установки пассивно-активного ближнего радиовидения в режиме подсветки среды, под поверхностью которой находится исследуемый протяжённый объект, показали, что вариации коэффициента обратного рассеяния при использовании сферически сходящегося пучка связаны: 1) с наличием на поверхности среды неоднородностей в виде протяжённых инородных тел, 2) с локальными изменениями плотности среды на её поверхности, что проявляется в структуре приповерхностного слоя, 3) с локальным распределением плотности среды в её объёме и 4) с изменением расстояния от приемной антенны до поверхности среды, что влияет на распределение мощности падающего на среду излучения как в объёме среды, так и на её поверхности.

Поскольку в радиометре приёмно-передающая антенна является бифокальной, перед исследованиями протяжённых объектов проводились измерения характеристик самой антенной системы, по которым были получены её разрешающая способность (порядка 9 мм) [2] и глубина резкости (рис. 4). Последняя характеристика показывает, как меняется мощность принимаемого отражённого излучения в зависимости от расстояния вторичного фокуса антенны до отражающей поверхности.

На рис. 4 показан график нормированного отклика радиометра в режиме подсветки металлического диска с диаметром 10 мм, расположенного перпендикулярно электрической оси антенной системы радиометра, в зависимости от расстояния L между раскрывом антенны и металлическим диском. При измерениях под диском располагался поглощающий материал, исключающий отражения сигнала от крепёжных и юстировочных элементов.

На рис. 5 схематично в приближении геометрической оптики изображены направления распространения электромагнитной волны при излучении фокусирующей антенны. При расстоянии

от поверхности исследуемой среды до раскрыва антенны L рабочая фокальная плоскость антенны (без учёта преломления на границе среды) расположена на расстоянии $H = 290$ мм $- L$ от поверхности среды. В действительности фокус находится на расстоянии $H + \Delta H$, где величина ΔH зависит от диэлектрической проницаемости среды и размеров сечения сходящегося пучка поверхностью среды $d = 2\,(290\text{ мм} - L)\,\mathrm{tg}\,\alpha$.

Зондирующий сигнал в виде конического пучка, сферически сходящегося с максимальным углом образующей конуса $\alpha \approx 31^\circ$ относительно оси антенны, фокусируется на исследуемой поверхности в пятно с размером 9 мм. Для определения угла α проводилась серия измерений с использованием поглощающего материала в форме шарика. Шарик крепился на непроводящей нити, которая проходила через ось антенны на заданном расстоянии L от раскрыва антенны.

До начала измерений в фокус антенны помещался металлический диск с диаметром 10 мм. Поверхность диска ориентировалась перпендикулярно оси антенны.

В режиме подсветки мощность принимаемого радиометром отражённого от диска сигнала составляла часть мощности излучения антенны, сфокусированной на диске. При измерениях поглощающий шарик пошагово перемещался поперёк сферически сходящегося пучка. Проводилось несколько таких измерений при разных расстояниях L нити от антенны, что позволило получить качественную зависимость поглощения сигнала подсветки как от удаления шарика от оси антенны в поперечном сечении, так и от его удаления от фокуса по оси антенной системы. Предполага-

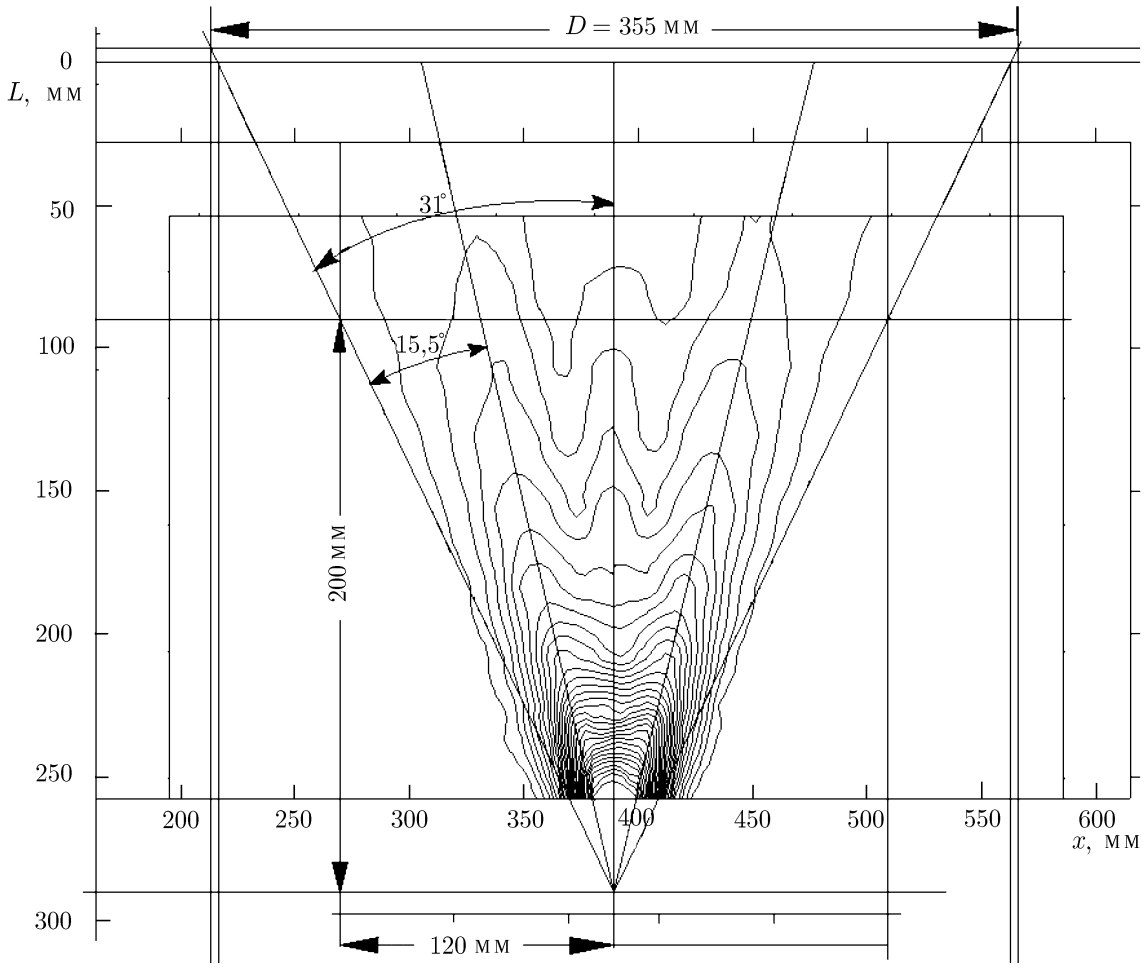


Рис. 6

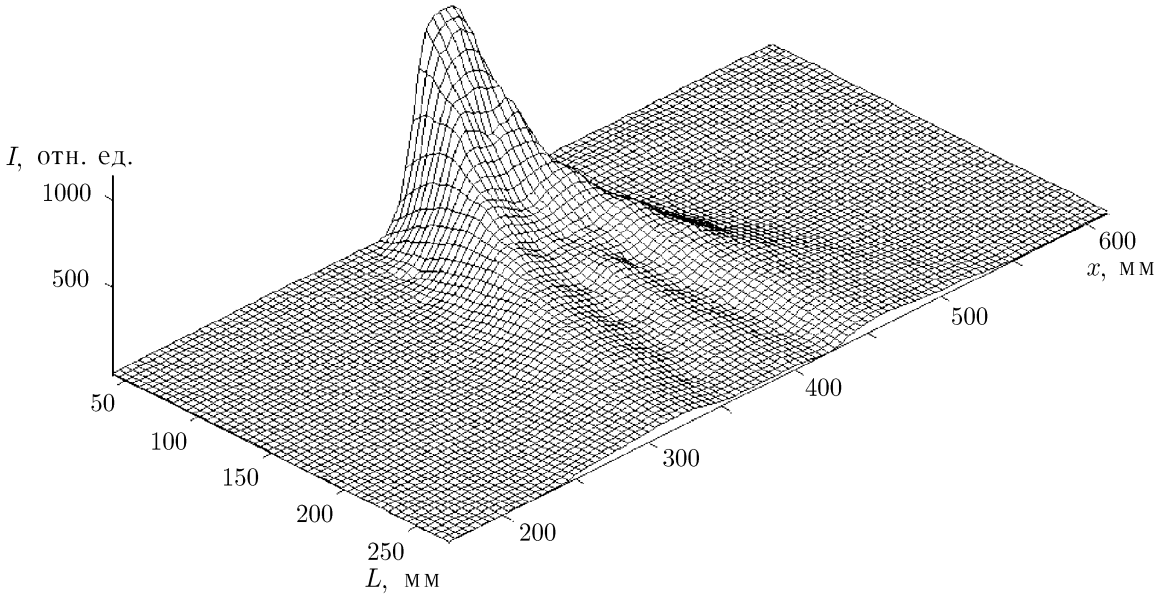


Рис. 7

лось, что поглощение сигнала сферическим объектом при перемещении последнего пропорциональна мощности падающего на него излучения. Полученные данные характеризуют распределение мощности в пучке и качественно приведены на рис. 6 в виде изолиний, а на рис. 7 в виде двумерного профиля. На рис. 6 величина L характеризует расстояние от траектории поперечного перемещения шарика до раскрыва антенны, а x — удаление шарика от оси антенны. Результаты измерений находятся в хорошем соответствии с геометрическим представлением распространения пучка, сфокусированного в расчётной области относительно антенны, и дают угол расположения максимума мощности падающего излучения: $\pm 15{,}5^\circ$ от оси антенны. Искажение формы изолиний вблизи фокуса связано с конечным размером пробного поглощающего шарика.

Для проверки свойств фокусирующей системы при взаимодействии сферически сходящегося пучка с поверхностью реальной среды и анализа влияния неоднородностей её приповерхностного слоя на изменение полей обратного рассеяния проводились измерения с использованием среды из просеянного песка, обладающей квазиоднородной внутренней структурой. При измерениях создавались различные формы границы среда—воздух, что соответствовало различным спектрам неоднородности поверхности. Измерения полей обратного рассеяния проводились при различном удалении L раскрыва антенны от поверхности среды путём построчного сканирования с шагом 3,1 мм в плоскости, перпендикулярной оси антенной системы и параллельной поверхности среды. На каждом текущем шаге проводился отсчёт уровня мощности на выходе радиометра, пропорциональный мощности рассеянного средой сигнала. Затем определялось среднеквадратичное отклонение мощности выходного сигнала радиометра от среднего уровня. Размер поля сканирования составлял 248×248 мм, число точек в строке было равно 80, число строк — 81. Размер поля сканирования, количество точек, шаг и время накопления сигнала не менялись при изменении удаления L антенны от поверхности среды. На рис. 8 представлена экспериментальная зависимость среднеквадратичного отклонения отклика антенны от расстояния L до поверхности песка, на которой были созданы квазипериодические полусферические уплотнения (ямки). Максимальный поперечный размер ямки составлял $30 \div 35$ мм, глубина в центре ямки — $6 \div 7$ мм (продольная неоднородность с масштабом порядка длины волны). На рис. 9 приведено видеоизображение дан-

ной структуры поверхности среды, синтезированные радиоизображения которой представлены на рис. 10 для различных положений H фокальной плоскости относительно поверхности среды (см. рис. 5). Из рис. 10 видно, что с удалением фокальной плоскости антенны от поверхности среды, соответствующего уменьшения среднеквадратичного отклонения σ (см. рис. 8) и увеличения площади сечения сферически сходящегося пучка поверхностью среды радиоизображение становится хаотичным, а с приближением фокуса к поверхности среды проявляется структура поверхностной неоднородности.

Таким образом, при зондировании внутренней структуры квазиоднородной среды наблюдается подавление вклада рассеяния на неоднородном приповерхностном слое в наблюдаемое поле за счёт усреднения в каждом сечении сферически сходящегося пучка. При этом чем больше размер сечения сферически сходящегося пучка поверхностью среды, тем больше сказывается эффект усреднения неоднородностей в этом сечении. В фокальной области падающего пучка подсветки пятно разрешения имеет много меньший размер, а интенсивность поля подсветки в пятне максимальна, поэтому мощность рассеянного неоднородностями и принятого антенной излучения подсветки может характеризовать распределение плотности в этом сечении. Таким образом, при наличии объекта на глубине H в квазиоднородной среде с неоднородностями на поверхности (с размером порядка длины волны принимаемого излучения) при фокусировке антенны на поверхность объекта возможно выделение структуры объекта на фоне слабых вариаций рассеянного сигнала, обусловленных влиянием неоднородности поверхности. Иллюстрацией способности выделения неоднородностей, находящихся в фокальной плоскости данного комплекса пассивно-активного ближнего радиовидения, могут служить синтезированные радиоизображения, приведённые на рис. 11. Эти изображения получены при различном удалении фокальной плоскости антенны от поверхности в случае сканирования противопехотной мины, находящейся под поверхностью песка на глубине 60 мм, когда на поверхности песка выдавлена неоднородная структура в виде ладони человека. Обе неоднородности имеют специфический спектр пространственных частот и характерное визуальное изображение: ладонь человека всем известна (см. фото на рис. 12*а*), а радиоизображение мины в свободном пространстве, полученное в предварительных измерениях, представлено на рис. 12*б*.

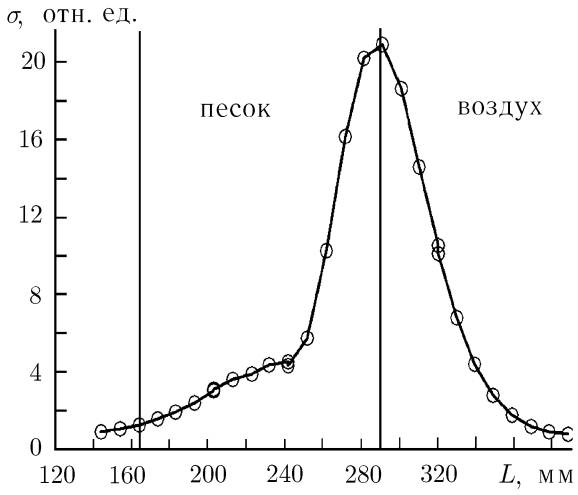


Рис. 8

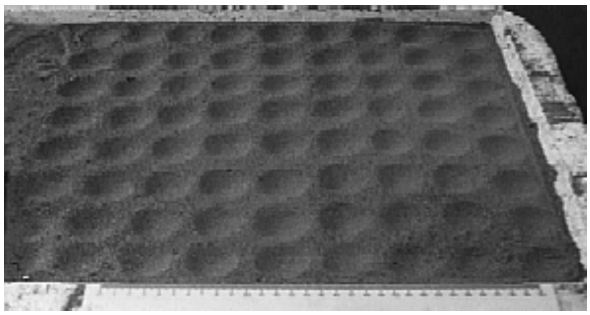


Рис. 9

Поскольку в пассивно-активном режиме мощность принятого эхо-сигнала пропорциональна коэффициенту обратного рассеяния среды и эквивалентной температуре шумового сигнала подсветки, интенсивность сглаженных антенной флуктуаций яркостной температуры в сечении пучка в приповерхностном неоднородном слое среды в первом приближении можно выразить (пользуясь результатами исследований влияния флуктуаций излучения слоя атмосферы [12]) через энергетический спектр пространственных флуктуаций эквивалентной температуры рассеянного

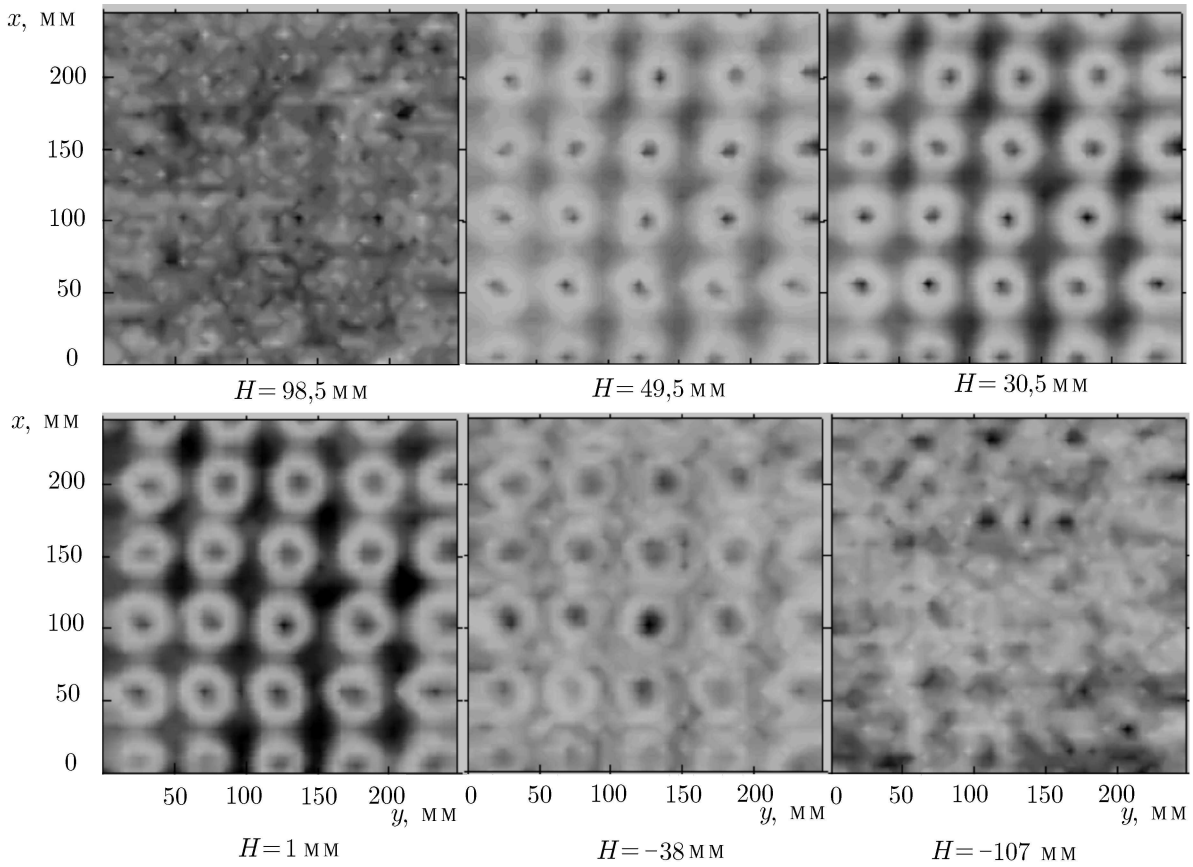


Рис. 10

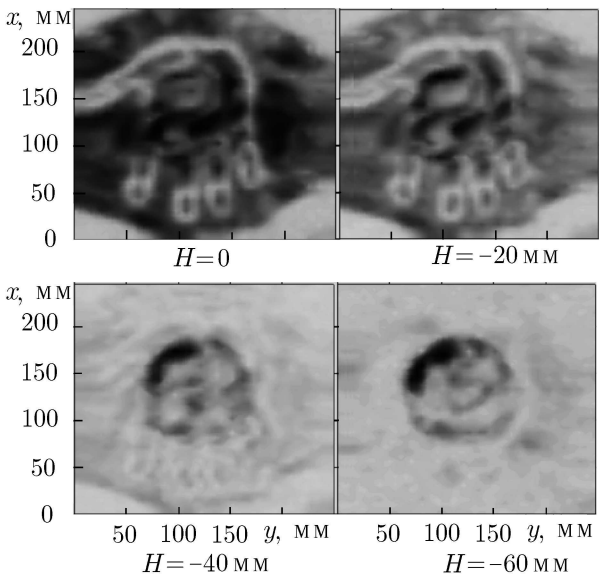


Рис. 11

излучения $S_{\text{ЭТОР}}(\omega)$ и квадрат модуля коэффициента передачи антенны $|F_{\text{А}}(j\omega)|^2$ как фильтра пространственных частот:

$$\overline{T^2_{\text{СГЛ}}} = \int\limits_0^\infty S_{\text{ЭТОР}}(\omega)\,|F_{\text{А}}(j\omega)|^2\,\mathrm{d}\omega. \qquad (1)$$

Однако область влияния атмосферы на принимаемый сигнал в ближней зоне радиоастрономической антенны в первом приближении подобна цилиндру с почти постоянным сечением и распределением мощности излучения в каждом поперечном сечении, равным распределению в раскрыве антенны. Поэтому пространственная частотная характеристика в каждом сечении этого цилиндра равна пространственной частотной характеристике антенны в её раскрыве и определяется размером раскрыва D. В рассматриваемом радиометрическом комплексе применяется сферически сходящийся пучок с переменным сечением (при удалении от антенны), поэтому пространственная частотная характеристика антенны равна сумме пространственных частотных характеристик в каждом поперечном слое, которые отлича-

ются друг от друга и зависят от размера соответствующего слоя $d = 2H \operatorname{tg} \alpha$. Таким образом, важно знать, в каком сечении находится неоднородность.

Нами ставилась задача обнаружения объекта, расположенного в квазиоднородной среде с неоднородным приповерхностным слоем с толщиной порядка длины волны. Поэтому предполагалось наличие всего двух неоднородных слоёв в коническом пучке, которые обуславливают наибольшие флуктуации коэффициента обратного рассеяния падающего на среду излучения: 1) на глубине H в фокусе антенны, где находится поверхность обнаруживаемого объекта, а пятно разрешения равно 9 мм, и 2) в тонком слое порядка длины волны принимаемого излучения около поверхности среды, где сечение пучка подсветки (пятно разрешения) имеет размер $d = 2H \operatorname{tg} \alpha$. Также предполагалось, что поперечное распределение мощности излучения в каждом сечении от фокуса до раскрыва антенны подобно рассматриваемому в работе [12], но зависит от размера соответствующего сечения пучка d и определяется зависимостью

$$A(x) = \exp(-4x^2/d^2). \qquad (2)$$

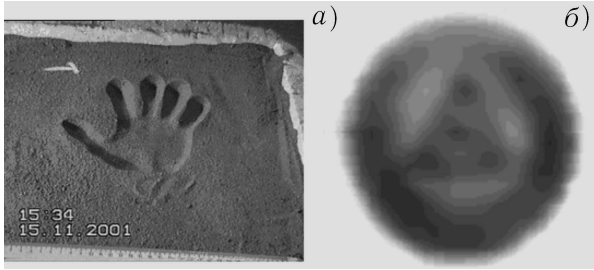


Рис. 12

Тогда для каждого сечения пучка на различном удалении от антенны её пространственная частотная характеристика в ближней зоне будет представлять собой фурье-преобразование от распределения мощности излучения в этом сечении. Квадрат модуля пространственной частотной характеристики будет равен

$$|F_{\mathrm{A}}(j\omega)|^2 = \exp(-\omega^2 d^2/4), \qquad (3)$$

где ω — пространственная частота.

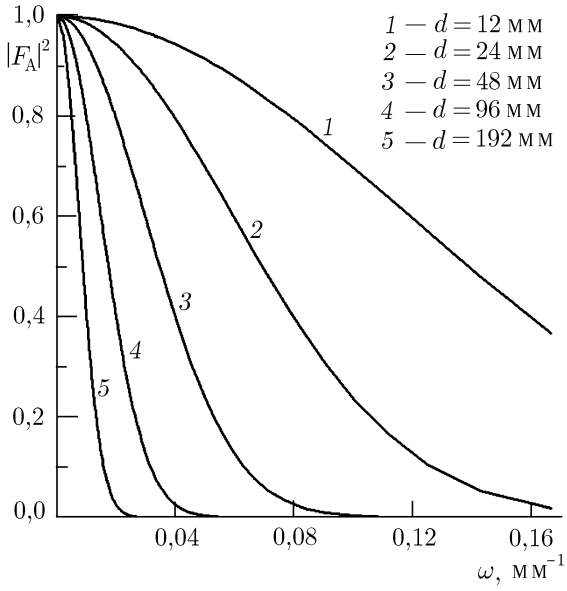


Рис. 13

На рис. 13 представлено несколько кривых $|F_{\mathrm{A}}(j\omega)|^2$ для различных сечений пучка, что иллюстрирует эффективность фильтрации нижних частот при удалении от фокуса антенны. Из рис. 13 и из табл. 1 видно, что чем меньше сечение пучка d, тем шире спектр пространственных частот и меньше размер разрешаемых деталей неоднородностей. Соответственно, чем дальше от фокуса находится неоднородность, приводящая к скачку мощности рассеянного в направлении антенны, тем меньше неоднородность поверхности влияет на различение деталей неоднородностей в области фокуса.

Таблица 1

d, мм	H, мм	ω^* (по уровню $\lvert F_{\mathrm{A}}(j\omega)\rvert^2/2$), мм$^{-1}$	$l = 1/\omega^*$, мм
12	10	0,14	7,1
24	20	0,07	14,3
48	40	0,035	28,6
96	80	0,017	58,8

Таким образом, практические результаты синтеза радиоизображений объектов, полученные с помощью представленного комплекса пассивно-активного ближнего радиовидения, достаточно хорошо согласуются с теоретическими оценками для области с размером порядка ±50 мм в окрестности фокуса антенны. Однако распределение мощности излучения в различных сечениях пучка подобно функции (2) лишь в небольшой

области, локализованной в районе фокуса антенны, и существенно меняется по мере удаления от фокальной плоскости, как следует из графиков, приведённых на рис. 6 и 7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пелюшенко С. А., Ракуть И. В. // Шестая всероссийская научно-техн. конф. «Радиоприём и обработка сигнала», Нижний Новгород, 1993. С. 94.
2. Пелюшенко С. А., Ракуть И. В., Конаков В. А. // Сб. докладов междунар. конф. «ТЕМП-94», Санкт-Петербург, 1994. С. 70.
3. Кисляков А. Г., Пелюшенко С. А., Ракуть И. В. и др. // Сб. докладов междунар. конф. «Радиоэлектроника в медицинской диагностике», Москва, 17–19 октября 1995. С. 99.
4. Кисляков А. Г., Пелюшенко С. А., Ракуть И. В. и др // Сб. докладов междунар. конф. «Прикладная оптика-96. ТЕМП-96», Санкт-Петербург, 17–19 сентября 1996. С. 23.
5. Kislyakov A. G., Pelushenko S. A., Rakut I. V. // Proc. 21st Annual Conference of the Remote Sensing Society (RSS95), University of Southampton, Great Britain, 11–14 September 1995. P. 669.
6. Pelushenko S. A., Rakut I. V. // Proc. of the Third International Airborne Remote Sensing Conference and Exhibition, Copenhagen, Denmark, 7–10 July 1997. V. 2. P. 106.
7. Pelushenko S. A., Rakut I. V. // SPIE Proceedings. 1997. V. 3 079. P. 643.
8. Ракуть И. В., Пелюшенко С. А. // Труды XX Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн». Нижний Новгород: Талам, 2002. С. 386.
9. Кисляков А. Г., Пелюшенко С. А. // Всесоюзная конф. «ТЕМП-88», Ленинград, 1988. Ч. 2. С. 15.
10. Вакс В. Л., Конаков В. А., Кисляков А. Г. и др. // Вестник ВВО АТН Российской Федерации. Высокие технологии в радиоэлектронике. 1997. № 1 (3). С. 37.
11. Кисляков А. Г., Мордвинкин И. Н., Ракуть И. В. // Труды (седьмой) научной конф. по радиофизике, ННГУ, Нижний Новгород, 7 мая 2003. С. 130.
12. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973. С. 369.

Поступила в редакцию 26 мая 2005 г.; принята в печать 19 сентября 2005 г.

STUDY OF INHOMOGENEITIES OF EXTENDED MEDIA BY THE METHOD OF PASSIVE-ACTIVE RADIOMETRY IN THE MILLIMETER WAVELENGTH RANGE

I. V. Rakut', S. A. Peljushenko, A. S. Peljushenko, and J. A. Zheleznjakov

We present the results of studies of characteristics of backscattering by extended inhomogeneous media using a passive-active complex of radio-wave imaging of close objects. The complex includes an 8-mm wavelength radiometer, a focusing antenna system, and a system of illumination of studied objects by a wideband noise signal. The radiometric complex is intended for the formation of a high-resolution radio image of the internal structure of spatially inhomogeneous media explored at distances commensurable with the size of the antenna aperture. The system of radio-wave imaging can be used for medical and biological studies of a human body and detection of extended objects hidden under the surface of a medium not transparent for visual observation, but partially transparent in the operating wavelength range.

УДК 551.510

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА НАД МОСКВОЙ И АПАТИТАМИ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Е. П. Кропоткина [1], *Ю. Ю. Куликов* [2], *В. Г. Рыскин* [2], *С. В. Соломонов* [1]

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва;
[2] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В результате совместных наблюдений спектральных линий озона на частотах 142,2 и 101,7 ГГц, выполненных в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (в г. Москва) и в Институте прикладной физики РАН (в г. Апатиты) в зимний период 2002–2003 годов, обнаружены особенности вертикального распределения стратосферного озона. Результаты этих наблюдений иллюстрируют высокую эффективность радиофизических методов исследования озоносферы из наземных пунктов, находящихся на большом расстоянии друг от друга. Такие совместные наблюдения являются важным шагом к созданию отечественной наземной сети обсерваторий, использующей спектрорадиометры миллиметровых волн.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование изменений в земной атмосфере и, в частности, в её озонном слое в условиях происходящих техногенных воздействий и изменений теплового режима атмосферы является одной из важнейших проблем [1]. Для изучения долговременных изменений в озоносфере и выяснения их причин, что является одной из задач радиофизических исследований атмосферного озона, необходим мониторинг вертикального распределения озона (ВРО), который осуществляется на миллиметровых волнах. Целями мониторинга являются наблюдение происходящих в озоносфере изменений с различными временны́ми масштабами, изучение причин этих изменений и проверка прогнозируемой теорией эволюции озоносферы. Для этого необходима наземная сеть станций для наблюдений на миллиметровых волнах [2]. В ФИАН проводятся многолетние регулярные наблюдения (мониторинг) ВРО над Москвой на частотах спектральной линии озона с центром на 142,2 ГГц [2, 3]. В ИПФ РАН ведутся исследования вертикального распределения озона над Нижним Новгородом и в высоких широтах над Апатитами в миллиметровом диапазоне длин волн на частотах линий с центрами на 101,7 и 110,8 ГГц [4, 5]. Впервые синхронные наблюдения озоносферы на миллиметровых волнах из наземных пунктов, находящихся на большом расстоянии друг от друга, были проведены по инициативе ФИАН в холодные периоды 1988–1989 годов и 1989–1990 годов над Московским регионом и над Швецией с помощью спектрорадиометров ФИАН (на 142,2 ГГц) и на радиотелескопе Космической обсерватории Онсала (на 110,8 ГГц) соответственно [6]. Кроме того, зимой 1999–2000 годов в рамках международной кампании SOLVE были выполнены длительные синхронные микроволновые наблюдения стратосферного озона в Нижнем Новгороде и Апатитах [4]. В данной работе приведены результаты первых совместных наблюдений ВРО над Москвой и Апатитами в холодный период 2002–2003 годов. Наблюдения атмосферного озона осуществлялись с помощью спектрорадиометров ФИАН и ИПФ РАН, размещённых в Москве (55,5° с. ш., 37° в. д.) и на полигоне Полярного геофизического института в Апатитах (67° с. ш., 35° в. д.) соответственно. Спектральные измерения в Апатитах выполнялись с помощью неохлаждаемого спектрорадиометра ИПФ РАН, настроенного на резонансную частоту вращательного перехода озона $4_{0,4}$—$4_{1,3}$, равную 101736,8 МГц [5]. Применяемая методика измерений и параметры аппаратуры позволяют исследовать изменчивость озонного слоя

над Апатитами в интервале высот от 20 до 60 км с временны́м разрешением порядка 1 часа и точностью не хуже 20 % [5]. Представленные ниже профили ВРО над Апатитами получены в результате накопления сигнала в течение 5÷6 часов.

Спектрорадиометр ФИАН регистрирует излучение на частотах спектральной линии 142,2 ГГц, соответствующей вращательному переходу молекулы озона $10_{0,10}$—$10_{1,9}$. По зарегистрированной линии излучения O_3 восстанавливается вертикальное распределение атмосферного озона на высотах от 15 до 75 км [3].[1] При обработке и анализе результатов наблюдений озоносферы на миллиметровых волнах были использованы данные аэрологического зондирования в отечественных и зарубежных обсерваториях, включая также спутниковую информацию о полях потенциальной завихренности, температуры, высоты геопотенциальной поверхности, общего содержания озона [8–10].

1. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Результаты наблюдений озоносферы на миллиметровых волнах над Москвой и Апатитами представлены на рис. 1–3. На рис. 1 показано высотно-временное распределение содержания озона над Москвой для периода с октября 2002 года по май 2003 года. Изолиниями обозначены уровни равного содержания озона в единицах отношения смеси (ppm, или 10^{-6}). На рис. 2 показаны временны́е зависимости концентраций озона на высотах 25, 30 и 40 км над Апатитами (*а*, *б*, *в*) и над Москвой (*г*, *д*, *е*) в период с ноября 2002 года по март 2003 года. На рис. 3 представлены примеры профилей вертикального распределения озона над Москвой и Апатитами в декабре 2002 года и январе 2003 года. Эти профили ВРО восстановлены по единой методике [7]. На рис. 3 показаны также среднемесячные вертикальные распределения озона для декабря и января из модели [11] для широт Москвы и Апатитов. Полученные результаты наблюдений свидетельствуют о значительной изменчивости содержания озона над обоими пунктами наблюдения. Так, на рис. 1 видны значительные вариации содержания озона над Москвой в области высот между 25 и 45 км, где расположен максимум относительного содержания озона. Сезонный ход озона на этих высотах над Москвой проявляется в понижении содержания озона в период с сентября по декабрь и в последующем увеличении содержания озона к весеннему периоду (рис. 1 и рис. 2*г*, *д*, *е*).

Анализ показывает, что обнаруженные короткопериодные вариации содержания озона связаны с крупномасштабными атмосферными процессами в холодный период 2002–2003 годов — перемещениями основных барических систем стратосферы, стратосферными потеплениями. Динамика стратосферы в этот период характеризовалась глубоким циркумполярным циклоном (полярным вихрем) и значительной планетарной активностью. Воздух стратосферного полярного вихря сохранялся над Апатитами бóльшую часть холодного периода и неоднократно появлялся над Москвой.

Сильные возмущения зимней циркуляции начались в декабре 2002 года и завершились в апреле 2003 года. Под влиянием стратосферного антициклона в декабре 2002 года центр полярного вихря был смещён к Европе. В результате в этот период в стратосфере над Апатитами и Москвой оказался арктический воздух с пониженным (по сравнению со справочной моделью [11]) содержанием озона. Примеры ВРО с пониженным содержанием озона над Москвой и Апатитами, полученные в декабре 2002 года, представлены на рис. 3*а*, *б*.

[1] Вопросы точности восстановления ВРО подробно обсуждались в работе [7]. По мнению авторов [7] погрешности восстановления представленных ниже профилей ВРО над Москвой на высотах от 20 до 50 км не больше 5÷7 %, на остальных высотах не превышают 20÷30 %.

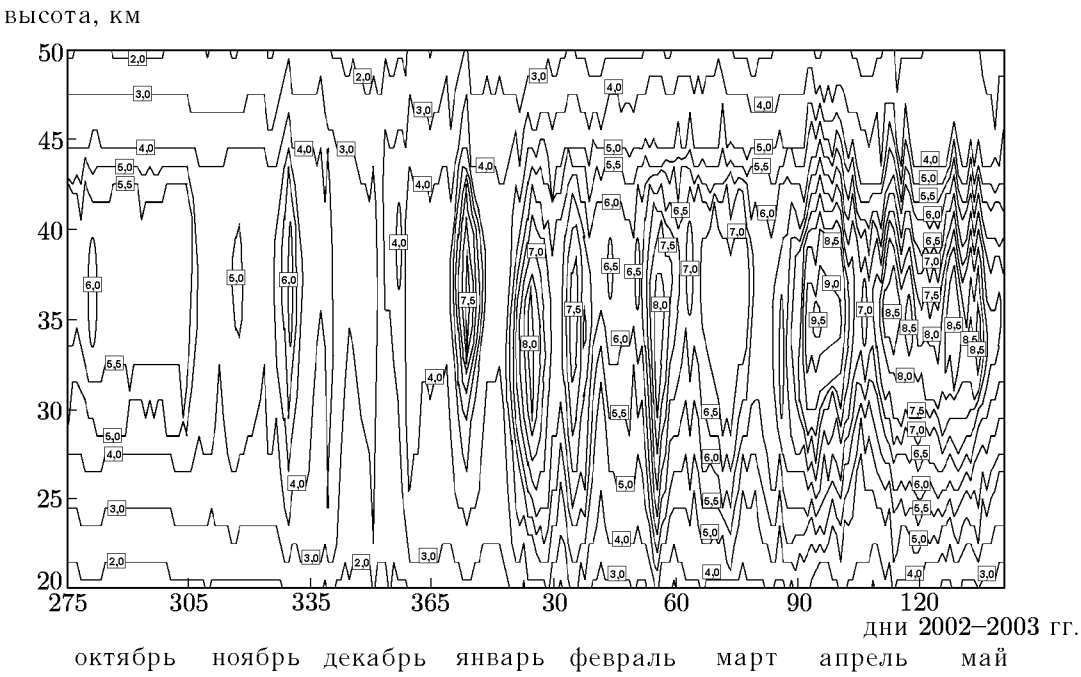


Рис. 1. Высотно-временно́е распределение содержания озона над Москвой в период с октября 2002 года по май 2003 года

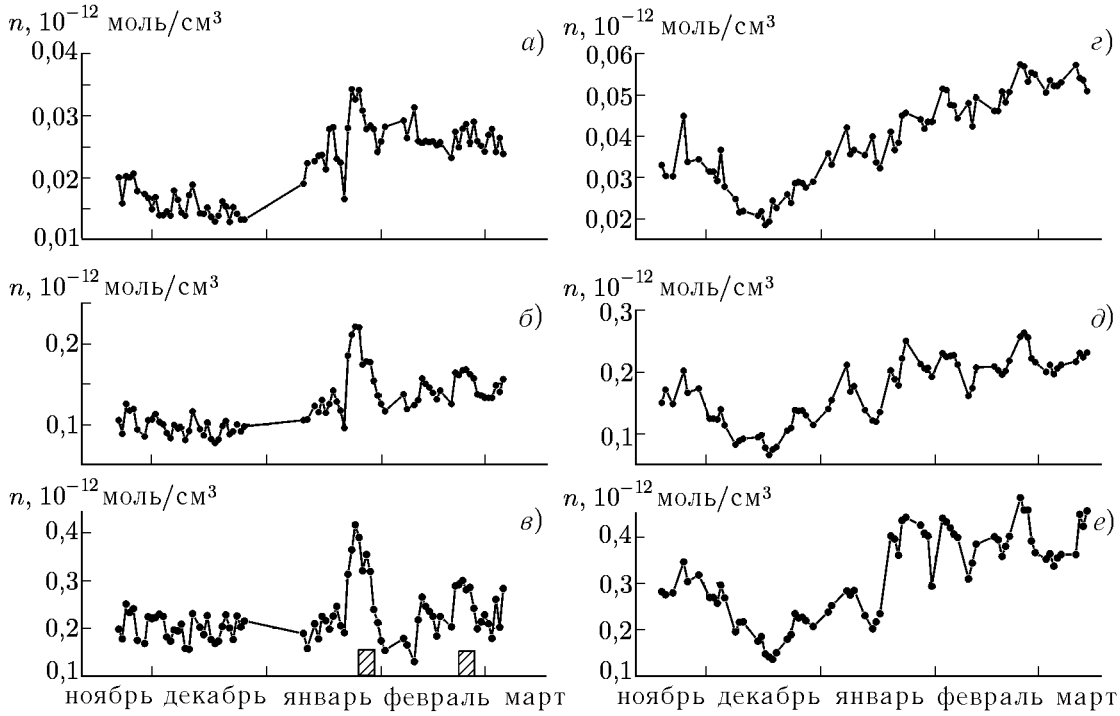


Рис. 2. Временны́е зависимости концентраций озона на высотах 25 км (*а*, *г*), 30 км (*б*, *д*) и 40 км (*в*, *г*) над Апатитами (*а*, *б*, *в*) и над Москвой (*г*, *д*, *е*) в период с ноября 2002 года по март 2003 года. Заштрихованные области на рис. 2*в* показывают периоды времени, когда стратосфера над Апатитами была вне вихря

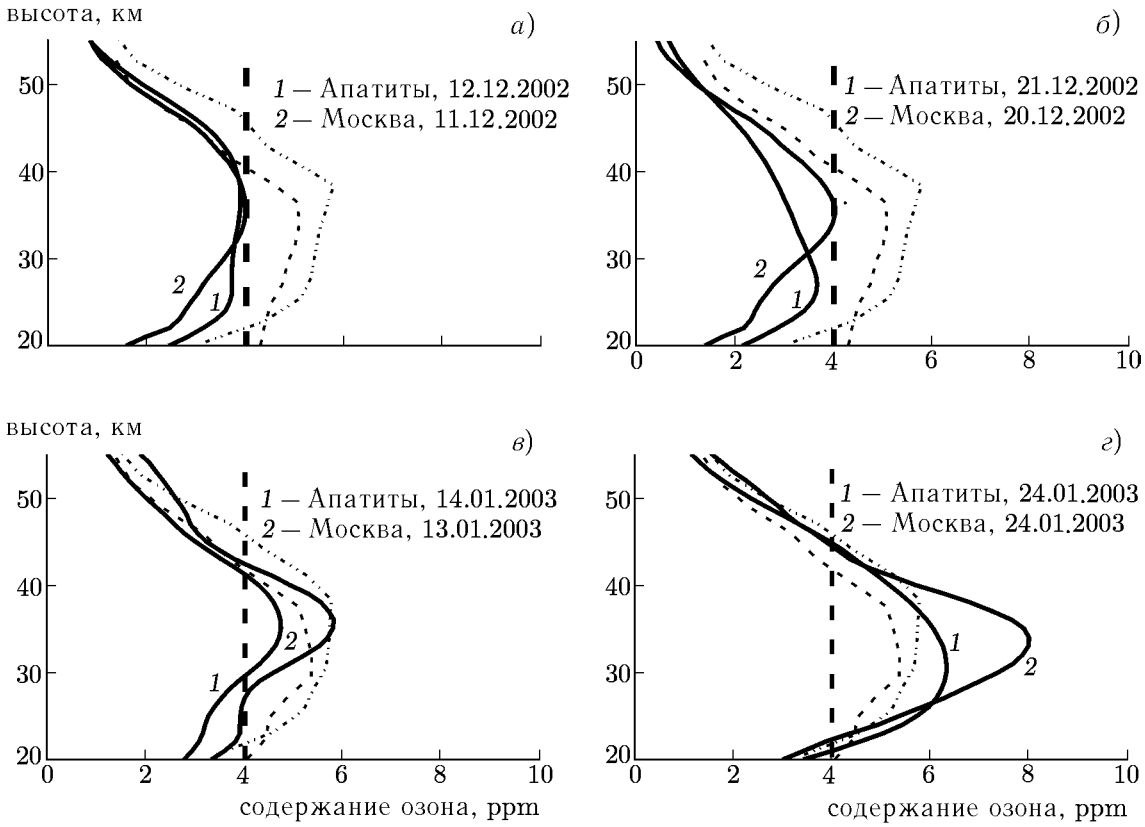


Рис. 3. Примеры профилей вертикального распределения озона над Москвой и Апатитами. Штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны среднемесячные ВРО соответственно над Апатитами и над Москвой из модели [11]

При удалении вихря от Москвы с 6 по 9 января 2003 года содержание озона над Москвой выросло, достигнув 6 ppm на высоте 30 км 8 января, а затем, между 12 и 18 января, вновь уменьшилось при возвращении вихря (рис. 1). При этом изменилась форма ВРО над Москвой (пример на рис. 3*в*): было зарегистрировано близкое к модели [11] содержание озона в слое вблизи 35 км и пониженное его содержание, наиболее выраженное на высотах между 23 и 30 км, отражающее различие структуры барических полей на разных уровнях стратосферы.

В результате деформации полярного вихря, который 19 января 2003 года распался на две части, в стратосфере над Москвой и Апатитами появился тёплый воздух. Температура в средних слоях стратосферы выросла примерно на 40 К, а содержание озона в этих слоях над Москвой и Апатитами в этот период также значительно увеличилось. Сложилась ситуация, типичная для стратосферного потепления. В качестве примера изменения ВРО в период стратосферного потепления в средних и высоких широтах на рис. 3*г* показаны зарегистрированные вертикальные распределения озона над Москвой и Апатитами 24 января 2003 года.

В феврале и марте 2003 года продолжалась сильная планетарная волновая активность, в результате которой в стратосфере над Москвой неоднократно появлялись арктические воздушные массы. Эта волновая активность сопровождалась переносом большого количества тёплого, богатого озоном воздуха из низких широт в высокие. В результате этих процессов содержание озона над Москвой и Апатитами на высотах 30 и 40 км в феврале и марте выросло (см. рис. 1 и 2).

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ результатов наблюдений над Москвой и Апатитами показал, что минимальное содержание озона было зарегистрировано в воздухе полярного вихря, а максимальное — вне вихря. Особенностью влияния процессов в полярном вихре на озонный слой в высоких широтах явилось обнаруженное на высоте 25 км над Апатитами уменьшение содержания озона в воздухе вихря в первой половине февраля 2003 года по сравнению с содержанием озона внутри вихря в ноябре–декабре 2002 года. (рис. 2*в*). Это явление могло быть вызвано химическим разрушением озона в гетерогенных реакциях на частицах полярных стратосферных облаков [1]. Действительно, по данным [12] в этот период в воздухе полярного вихря при низких температурах наблюдались полярные стратосферные облака. На больших высотах, свободных от полярных стратосферных облаков, такое явление не наблюдалось (рис. 2*а*, *б*). Необходимо отметить наблюдавшийся рост содержания озона внутри полярного вихря на высотах 30 и 40 км над Апатитами к концу зимы по сравнению с её началом (рис. 2*а*, *б*). Полученные данные свидетельствуют также о постепенном увеличении содержания озона в воздухе полярного вихря над Москвой в течение зимы. При этом минимальное зарегистрированное содержание озона в воздухе вихря над Москвой на высоте 30 км составляло $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ в декабре 2002 года, $3{,}5 \cdot 10^{-6}$; $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ и $5{,}7 \cdot 10^{-6}$ в январе, феврале и марте 2003 года соответственно. Это увеличение вызвано перемешиванием арктического воздуха с воздухом из более низких широт, в котором содержание озона заметно выше. Полученные результаты подтверждают известную концепцию относительной изолированности воздуха полярного вихря, в котором происходит истощение озонного слоя, и последующего перемешивания бедного озоном воздуха вихря с воздухом средних широт [1]. Из приведённых выше данных становится понятным значительное воздействие процессов в полярном вихре на озоносферу не только высоких, но и средних широт.

ВЫВОДЫ

Результаты выполненных наблюдений озоносферы на миллиметровых волнах в средних и высоких широтах в холодное полугодие свидетельствуют о значительной изменчивости содержания озона, зарегистрированной в широком диапазоне высот стратосферы, включая высоты, труднодоступные для других методов зондирования. Причиной этой изменчивости, включающей обнаруженное истощение озонного слоя в воздухе полярного вихря, является влияние динамических и химических атмосферных процессов на пространственно-временное распределение озона. Состояние озоносферы высоких и средних широт в холодное полугодие определяется крупномасштабными атмосферными процессами и в значительной мере зависит от процессов в полярном стратосферном вихре. Полученные новые важные результаты совместных наблюдений атмосферного озона на миллиметровых волнах над Москвой и Апатитами подтверждают высокую эффективность радиофизических методов исследования процессов в озоносфере. Обнаруженные изменения в озонном слое свидетельствуют о настоятельной необходимости создания отечественной наземной сети обсерваторий для мониторинга озоносферы методами миллиметровых волн. Выполненные в ФИАН и ИПФ РАН совместные наблюдения являются важным шагом к созданию такой сети. В составе этой сети планируется также использовать создаваемые в ФИАН в содружестве с ИПФ РАН, НИИПП, МГУ, СПбГТУ и СКБ ИРЭ озонометры нового поколения на основе современной элементной базы [3, 13].

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность И. И. Собельману, А. Г. Литваку, Е. В. Суворову и Ю. А. Пирогову за поддержку работы.

Авторы благодарны научным сотрудникам ФИАН С. Б. Розанову, А. Н. Игнатьеву, А. Н. Лукину,

В. Н. Леонову, сотрудникам ИПФ А. А. Красильникову и Л. М. Кукину за участие в работе. Авторы выражают признательность «United Kingdom Meteorological Office» (UKMO) за любезно предоставленные данные о температуре, давлении и потенциальной завихренности в стратосфере. Работа поддержана РФФИ (гранты № 03–02–17436, 03–05–64311 и 04–02–16946), Советом при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (проект НШ-1254.2003.2) и выполнялась в рамках программ ФЦП «Интеграция», ФЦНТП, а также программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Проблемы радиофизики».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Staehelin J., Harris N. R. P., Appenzeller C., Eberhard J. // Rev. Geophys. 2001. V. 39, No. 2. P. 231.
2. Куликов Ю. Ю., Соломонов С. В. // Тез. докл. XIX Всеросс. научн. конф. «Распространение радиоволн», Казань, 22–25 июня 1999 г. С. 38.
3. Соломонов С. В. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2003. № 1. С. 9.
4. Красильников А.А., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42, № 2. С. 265.
5. Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Красильников А. А., Кукин Л. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 2. С. 134.
6. Solomonov S. V., Kropotkina E. P., Lukin A. N., et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1994. V. 56, No. 1. P. 9.
7. Гайкович К. П., Кропоткина Е. П., Соломонов С. В. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 1. С. 86.
8. http://www.Ecmwf.int.
9. http://www.pa.op.dlr.de/arctic.
10. http://badc.nerc.ac.uk/cgi-bin/data_browser/data_browser/badc/ukmo-assim.
11. Wang H. J., Cunnold D. M., Froidevaux L., Russel J. M. // J. Geophys. Res. D. 1999. V. 104, No. 17. P. 21 629.
12. http://wvns.nrl.navy.mil/POAM/SOLVE2.
13. Розанов С. Б., Кропоткина Е. П., Соломонов С. В. и др. // Тез. докл. Всеросс. семинара по радиофизике мм и субмм диапазона, Нижний Новгород, 2005. С. 26.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 19 декабря 2005 г.

STUDY OF VERTICAL OZONE VARIATIONS OVER MOSCOW AND APATITY BY MEANS OF MILLIMETER-WAVE SPECTROSCOPY

E. P. Kropotkina, Yu. Yu. Kulikov, V. G. Ryskin, and S. V. Solomonov

A number of features in the vertical distribution of stratospheric ozone above Moscow and Apatity were revealed by the joint millimeter-wave observations of ozone emission lines at 142.2 and 101.7 GHz performed by P. N. Lebedev Physical Institute and Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences in the winter period of 2002–2003. The results of observations illustrate the high efficiency of the radiophysical techniques of the ozone layer monitoring from the distant ground-based stations. The joint observations are an important step toward the organization of the Russian ground-based observatories network which utilizes millimeter-wave spectrometers.

УДК 551.32

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЗЕМНЫХ ПОКРОВОВ В ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КИСЛОРОДА НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 2,5 ММ

А. А. Швецов, Д. В. Коротаев, Л. И. Федосеев

Институт прикладной физики, г. Нижний Новгород, Россия

Описывается метод микроволнового зондирования земной поверхности, который использует спектральные особенности миллиметрового излучения атмосферы и позволяет дистанционно проводить одновременные измерения альбедо и термодинамической температуры эффективно излучающего слоя земных покровов и искусственных объектов. Приводится описание трёхчастотного поляриметра, работающего в линии излучения кислорода на длине волны 2,5 мм и разработанного для реализации данного метода измерений. Представлены методика и результаты исследований излучательных характеристик некоторых типов земных покровов, искусственных покрытий и водной поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Радиотеплолокация миллиметрового диапазона длин волн всё шире используется для задач дистанционного исследования земной поверхности, а также в системах радиовидения и пассивной навигации по радиотепловым полям. Наряду с очевидными преимуществами: более высоким, чем в сантиметровом диапазоне, угловым разрешением и/или меньшими габаритами антенных систем, более слабой зависимостью от погодных условий, чем у систем видимого и инфракрасного диапазонов, пассивная миллиметровая локация земной поверхности имеет и ряд недостатков. Одним из них является значительная временна́я изменчивость радиояркостных температур земных покровов и, соответственно, меньшая устойчивость радиояркостной картины местности [1]. Связано это со спецификой формирования миллиметрового излучения земных покровов.

Радиотепловое излучение земного покрова наблюдаемого в направлении $\mathbf{\Omega}$ на частоте ν_i в общем случае складывается из его собственного радиотеплового излучения, определяемого излучательной способностью $\kappa(\nu_i, \mathbf{\Omega})$ и термодинамической температурой его эффективно излучающего слоя T, а также рассеянного (отражённого) им теплового излучения атмосферы, эффект которого можно характеризовать средневзвешенной по индикатрисе рассеяния яркостной температурой атмосферы $\tilde{T}(\nu_i)$. Яркостная температура излучения земного покрова в приближении Рэлея—Джинса равна

$$T_{\mathrm{b}}(\nu_i, \mathbf{\Omega}) = \kappa(\nu_i, \mathbf{\Omega})T + A(\nu_i, \mathbf{\Omega})\tilde{T}(\nu_i, \mathbf{\Omega}), \tag{1}$$

где $A(\nu_i, \mathbf{\Omega})$ — альбедо поверхности, связанное с излучательной способностью соотношением $\kappa(\nu_i, \mathbf{\Omega}) = 1 - A(\nu_i, \mathbf{\Omega})$. Средневзвешенная по индикатрисе рассеяния яркостная температура атмосферы определяется как

$$\tilde{T}(\nu_i, \theta, \phi) = A(\nu_i, \theta, \phi)^{-1} \int\limits_0^{2\pi} \mathrm{d}\phi' \int\limits_0^{\pi/2} T_{\mathrm{a}}(\nu_i, \theta', \phi')\rho(\nu_i, \theta, \phi, \theta', \phi') \cos\theta' \sin\theta' \, \mathrm{d}\theta', \tag{2}$$

где θ', ϕ' и θ, ϕ — зенитный и азимутальный углы падающего и рассеянного излучения соответственно, $\rho(\nu_i, \theta, \phi, \theta', \phi')$ — двунаправленный спектральный коэффициент отражения покрова,

$T_{\rm a}(\nu_i, \theta', \phi')$ — яркостная температура нисходящего излучения атмосферы. При этом имеет место связь

$$A(\nu_i, \theta, \phi) = \int\limits_0^{2\pi} {\rm d}\phi' \int\limits_0^{\pi/2} \rho(\nu_i, \theta, \phi, \theta', \phi') \cos\theta' \sin\theta' \, {\rm d}\theta'. \tag{3}$$

Вообще говоря, величины ρ, κ, A и $T_{\rm b}$ зависят не только от частоты, но и от поляризации принимаемого приёмником излучения; излучение же атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн можно считать неполяризованным.

Особенностью миллиметрового диапазона является сильная временна́я изменчивость радиояркостной температуры подстилающей поверхности. Связано это с тем, что тонкий для большинства покровов слой, формирующий миллиметровое излучение, может изменять свою термодинамическую температуру на десятки градусов в течение часов или даже минут, прежде всего, за счёт изменения интенсивности падающей солнечной и атмосферной радиации в видимом и инфракрасном диапазоне. Благодаря высокой излучательной способности покровов (типичные величины $0{,}8 \div 1$) это приводит к почти таким же изменениям яркостной температуры [1]. Изменениям такого же порядка величины подвержена и вторая составляющая радиояркости — рассеянное покровом излучение атмосферы. Причём и атмосферная компонента, и собственное излучение наиболее изменчивы в коротковолновых окнах прозрачности. Множественность факторов, влияющих на яркостную температуру, и их временна́я изменчивость вызывают значительные трудности в интерпретации результатов миллиметрового зондирования и прогнозировании радиояркостных температур покровов и их контрастов. Изменения обеих составляющих излучения покрова могут перекрывать диапазон вариаций излучения покровов различных типов. Это в значительной мере затрудняет идентификацию покровов по их яркостной температуре и ведёт к изменчивости радиотепловых контрастов между различными покровами не только по величине, но и по знаку, что приводит к неустойчивости радиотепловой картины местности. Поэтому актуальной задачей является нахождение излучательных характеристик, более устойчивых во времени, чем яркостные температуры.

Одной из таких величин является излучательная способность покрова или его альбедо. В принципе, их можно найти из соотношений (1), (2) по измеренной на одной частоте радиояркостной температуре. Однако для этого необходима информация как о нисходящем излучении атмосферы, так и о термодинамической температуре эффективно излучающего слоя земного покрова. Нисходящее атмосферное излучение, как правило, оценивается либо расчётным путём на основе имеющихся метеоданных, либо с помощью дополнительных радиометрических измерений. При этом в общем случае необходимо знать индикатрису рассеяния покрова (двунаправленную отражательную способность). В миллиметровом диапазоне длин волн во многих случаях ситуация облегчается тем, что рассеяние от покровов является диффузным, и достаточно хорошим приближением является модель ортотропно рассеивающей поверхности, т. е. $\rho(\nu, \theta, \phi, \theta', \phi') = \rho_0 \nu$ (закон Ламберта) [2]. Для такой поверхности, подсвеченной излучением плоскослоистой изотермической атмосферы с оптической толщиной в зените $\tau_0(\nu_i)$ и термодинамической температурой T_0, для которой имеет место зависимость

$$T_{\rm a}(\nu_i, \theta', \phi') = T_0 \left\{1 - \exp[-\tau_0(\nu_i) \sec\theta']\right\}, \tag{4}$$

средневзвешанная яркостная температура может быть найдена по формуле

$$\tilde{T}(\nu_i) = T_0 \left\{1 - 2E_3[\tau_0(\nu_i)]\right\}, \tag{5}$$

где $E_3[\tau_0(\nu_i)]$ — интегральная показательная функция с индексом 3 [3, 4]. Для гладких поверхностей средневзвешенная яркостная температура может быть рассчитана на основе закона зер-

кального отражения. Очевидно, что требования к точности оценки интенсивности атмосферной подсветки для большинства типов естественных покровов менее жёсткие, чем к величине T, вследствие их высокой излучательной способности в миллиметровом диапазоне (кроме сухого снежного покрова и водной поверхности, излучательная способность которых может значительно отличаться от единицы).

Более серьёзные трудности возникают при оценке величины T, т. к. она, вообще говоря, различна для различных типов покровов и зависит от множества изменчивых внешних факторов.

Задача измерения термодинамических температур различных поверхностей является одним из основных направлений в дистанционном зондировании. Эти измерения обычно проводятся в дециметровом и сантиметровом диапазонах, а также в инфракрасном диапазоне. Однако глубина скин-слоя зависит от длины волны зондирующего излучения. Для разных покровов она различна и зависит от состояния покрова, в том числе и от его температуры. В случае термически-неоднородной среды это приводит к различию измеряемых таким образом температур при различных длинах волн излучения. Поэтому эти данные не всегда можно непосредственно использовать для определения альбедо на миллиметровых волнах. По этой же причине и данные контактных измерений, даже если они имеются в наличии, не всегда дают существенное улучшение точности определения излучательной способности, и необходимо делать какие-то предположения о профилях температуры и коэффициента поглощения зондируемой среды. Трудности усугубляются ещё и тем, что при зондировании с аэрокосмических носителей и сам тип покрова чаще всего не известен.

Таким образом, информация о температуре эффективно излучающего слоя при дистанционном зондировании, как правило, отсутствует и её часто полагают равной температуре приземного слоя воздуха T_0. Однако отличие этих двух величин может достигать нескольких десятков кельвинов, особенно в условиях высокой инсоляции. Как показывают оценки, это может привести к значительным ошибкам в определении альбедо, достигающим 0,1÷0,2, что перекрывает диапазон естественных вариаций альбедо (0÷0,2) большей части земных покровов. Преодолеть эту трудность можно, используя особенности излучения атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн [5, 6].

1. МЕТОД ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ АЛЬБЕДО И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОКРОВА

Заметное поглощение миллиметровых волн в атмосфере, определяемое вращательными линиями излучения молекулярного кислорода и водяного пара, с одной стороны, ухудшает возможности пассивного зондирования, уменьшая контрасты и вызывая их вариации, а также ослабляя сигнал на трассе от поверхности до радиометра, а с другой — именно наличие спектральных особенностей поглощения может быть использовано для исключения неопределённости, связанной с отсутствием информации о термодинамической температуре излучающего слоя.

Если выполнить измерения $T_{\rm b}(\nu_i,\theta,\phi)$ на двух близких частотах ν_1 и ν_2, для которых $\tilde{T}(\nu_1)$ и $\tilde{T}(\nu_2)$ значительно отличаются (например, если частоты соответствуют склону сильной атмосферной линии), и учесть характер частотных зависимостей $\tilde{T}(\nu)$ и $A(\nu)$, т. е. считать альбедо постоянным в пределах этого узкого спектрального интервала: $A(\nu_1,\theta,\phi)\approx A(\nu_2,\theta,\phi)=A(\theta,\phi)$, из системы двух уравнений (1) при $i=1,2$ и $\tilde{T}(\nu_1)\neq\tilde{T}(\nu_2)$ получаем

$$A(\theta,\phi)=\frac{T_{\rm b}(\nu_2,\theta,\phi)-T_{\rm b}(\nu_1,\theta,\phi)}{\tilde{T}(\nu_2,\theta,\phi)-\tilde{T}(\nu_1,\theta,\phi)}\ . \tag{6}$$

Очевидно, что из этой же системы можно найти и термодинамическую температуру эффективно

излучающего слоя покрова [1]:

$$T = \frac{T_{\rm b}(\nu_2,\theta,\phi)\tilde{T}(\nu_1,\theta,\phi) - T_{\rm b}(\nu_1,\theta,\phi)\tilde{T}(\nu_2,\theta,\phi)}{T_{\rm b}(\nu_2,\theta,\phi) - T_{\rm b}(\nu_1,\theta,\phi) - \tilde{T}(\nu_2,\theta,\phi) + \tilde{T}(\nu_1,\theta,\phi)} \ . \qquad (7)$$

Для определения альбедо в этом случае не требуется знание термодинамической температуры, а для определения температуры — величины альбедо. Существенно, что обе величины: и альбедо, и термодинамическая температура, полученные данным способом, относятся к одному и тому же слою, вообще говоря, неизвестному при дистанционном зондировании. Величина альбедо, найденная многочастотным способом, уже может являться сигнатурой покрова, а пространственное распределение альбедо будет иметь бóльшую временну́ю устойчивость, чем распределение яркостной температуры. Причём, даже разность яркостных температур на двух частотах является достаточно устойчивой величиной, характеризующей радиотепловое изображение поверхности. Знак этой разности не зависит от величины поглощения в атмосфере, тогда как яркостный контраст может менять свой знак при изменениях внешних условий в результате различного изменения термодинамической температуры покровов разных типов, и даже полностью исчезать при определённых условиях.

С другой стороны, термодинамическая температура эффективно излучающего слоя представляет самостоятельный интерес в исследованиях окружающей среды при решении задач метеорологии, гляциологии, экологического контроля и др. Распределение термодинамической температуры местности может дать важную дополнительную информацию о тепловых режимах различных покровов, в том числе выявлять различные тепловые аномалии антропогенного происхождения. Точность измерения температуры предлагаемым методом может быть существенно увеличена по сравнению с одночастотным методом, требующим априорных данных об излучательной способности покрова, что предполагает, как минимум, сведения о его типе.[1] Особенно заметно увеличение точности определения T и A, двухчастотным методом для покровов с малыми альбедо, к которым относятся большинство естественных покровов на суше. Ещё более повышается информативность зондирования, если многочастотные измерения выполняются на двух ортогональных поляризациях.

Совместные измерения величин T и A могут дать важную информацию об изменениях состояния и динамике температуры покровов в результате различных метеорологических процессов или антропогенных воздействий. Особенно это важно при дистанционном зондировании снежного и ледового покровов, у которых, с одной стороны, глубина проникновения излучения и альбедо сильно зависят от различных факторов, а с другой — в процессе таяния или замерзания малые изменения термодинамической температуры могут вызывать значительные изменения физических характеристик, в том числе и альбедо. Для корректной интерпретации данных дистанционного зондирования в таких условиях необходимо знание как термодинамической температуры, так и альбедо [8, 9]. Одновременное определение T и A в этом случае может быть полезным инструментом исследований процессов, происходящих в снежном покрове.

В миллиметровом диапазоне длин волн имеются участки спектра, которые удобно использовать для реализации данного метода. Такими участками являются склоны сильных атмосферных линий водяного пара и кислорода. В частности, в коротковолновой части миллиметрового диапазона для этих целей может быть использована линия молекулярного кислорода с резонансной частотой 118,75 ГГц [10, 11].

[1] Исключение составляет одночастотный метод определения температуры покрова, основанный на измерении его излучения на резонансной частоте сильной атмосферной линии [7]. Однако альбедо при этом определить не возможно.

Для оценки возможностей данного метода дистанционного зондирования в этой области спектра были выполнены численные расчёты яркостной температуры атмосферы вблизи центра указанной линии для ряда зенитных углов и различных погодных условий. Расчёт проводился с учётом неизотермичности и рефракции сферически-слоистой атмосферы. Коэффициенты поглощения рассчитывались по модели Либе [12]. На рис. 1 приведены результаты этих расчётов для нормальных условий средних широт на уровне моря и типичных высотных профилей метеопараметров [13]. На этом же рисунке приведён спектр средневзвешенной по верхней полусфере яркостной температуры для ламбертовой поверхности. Интересно отметить, что её величина для не слишком далёких крыльев линии близка к яркостной температуре атмосферы при зенитном угле $\theta = 53°$. Как показали численные оценки, разность между этими двумя величинами не превышает нескольких кельвинов и слабо зависит от метеоусловий и сезона. Эта особенность может быть использована при проведении измерений излучательных характеристик покровов.

Как видно из рис. 1, разность средневзвешенных температур, которая и определяет чувствительность метода, при разносе частот около 5 ГГц в нормальных условиях достигает 180 К, что позволяет, в принципе, при флуктуационном пороге радиометра 0,5 К различать около 360 градаций покровов в диапазоне $A = 0 \div 1$. Однако учитывая, что излучательная способность большинства естественных земных покровов (кроме снежного покрова и водной поверхности) лежит в диапазоне $A = 0 \div 0{,}2$, при данной чувствительности можно будет различить около 80 типов покровов.

В данном методе можно использовать более 2 частотных каналов. В этом случае альбедо и термодинамическая температура могут быть найдены из избыточной системы уравнений типа (1) методом наименьших квадратов. Использование большого числа частотных каналов увеличивает точность метода и позволяет оптимизировать его для различных метеоусловий.

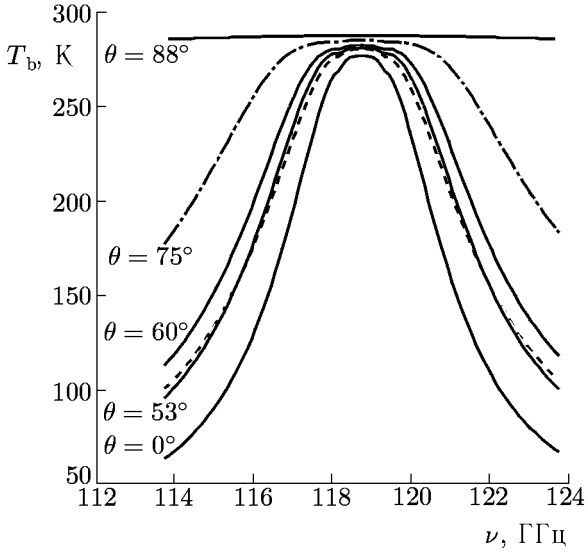


Рис. 1. Расчётный спектр излучения атмосферы вблизи линии излучения кислорода с длиной волны 2,5 мм. Штриховая линия соответствует средневзвешенной яркостной температуре атмосферы для ламбертовой поверхности

2. АППАРАТУРА

Для реализации описанного метода был разработан и изготовлен трёхчастотный радиометр-поляриметр, осуществляющий приём излучения с вертикальной и горизонтальной поляризациями в интервалах частот, соответствующих склонам атмосферной линии излучения молекулярного кислорода с резонансной частотой 118,75 ГГц. Блок-схема радиометра-поляриметра приведена на рис. 2.

Радиометр содержит просветлённую линзовую антенну с диаметром 140 мм из тефлона, облучаемую коническим рупором с изломом. Такая антенна обладает осесимметричной диаграммой направленности с одинаковой на обеих поляризациях шириной по уровню 0,5, равной приблизительно 1,4°, и низким уровнем боковых лепестков. Сигнал от антенны разделитель поляризаций подаёт на два независимых идентичных супергетеродинных приёмника модуляционного типа. В качестве общего гетеродина используется генератор Гана с последующим удвоителем частоты.

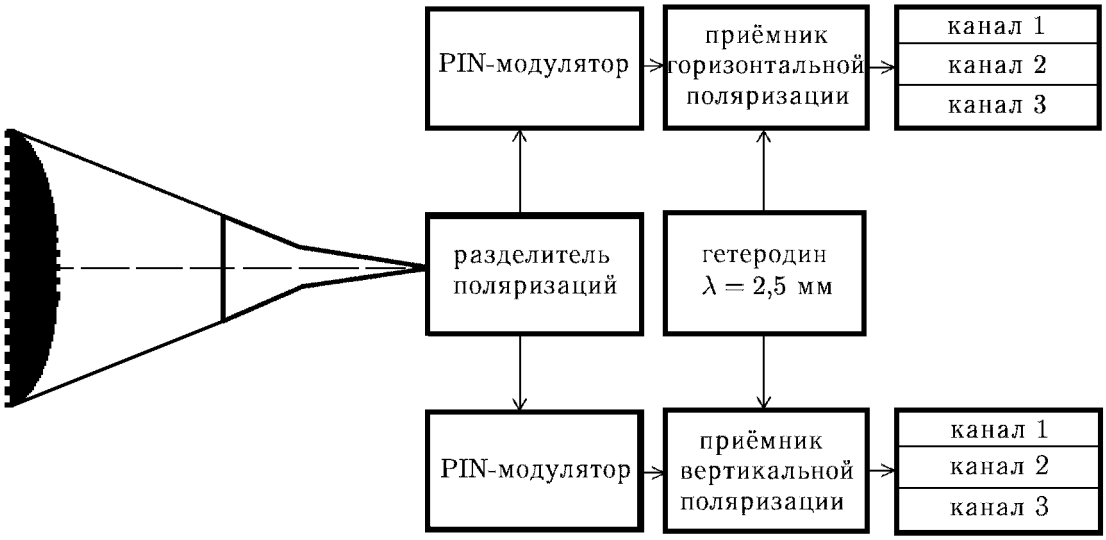


Рис. 2. Блок-схема радиометра-поляриметра

Гетеродин настроен на резонансную частоту линии молекулярного кислорода 118,75 ГГц (длина волны $\lambda = 2{,}5$ мм). Учитывая симметричность линии, в радиометре используется двухполосный режим приёма, что позволяет увеличить флуктуационную чувствительность вдвое. После преобразования вниз по частоте с помощью смесителя и усиления в широкополосном усилителе промежуточной частоты (полоса 1÷5 ГГц) сигнал на каждой из поляризаций разделяется на три частотных полосы с центральными частотами 1,25; 3,5 и 4,5 ГГц и шириной около 400 МГц каждая. Это соответствует парам «зеркальных» входных частот: 117,5 и 120 ГГц для первого канала, 115,25 и 122,25 ГГц — для второго, 114,25 и 123,25 ГГц — для третьего. После дополнительного усиления на каждой из промежуточных частот (ПЧ) и квадратичного детектирования сигналы со всех шести каналов поступают в многоканальную цифровую систему сбора данных, где осуществляется аналого-цифровое преобразование, синхронное детектирование и временно́е усреднение. Управление системой сбора данных и дальнейшая обработка сигналов осуществляется с помощью персонального компьютера. Флуктуационная чувствительность в каналах варьируется в пределах 0,2÷0,4 К при времени интегрирования 1 с.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Процедура измерений включала в себя последовательную регистрацию сигнала от исследуемых объектов, от атмосферы под зенитным углом $\theta \sim 53^\circ$ и от двух согласованных нагрузок («чёрных тел»), перекрывающих апертуру антенны и имеющих температуру окружающего воздуха и кипящего азота соответственно. Исследуемые объекты (за исключением деревьев) находились, как правило, в зоне геометрической оптики и имели размеры больше антенного пятна. Расчёт яркостной температуры выполнялся без учёта рассеяния вне объекта. Угол визирования для большинства объектов выбирался равным приблизительно 53° от надира. В этом случае величины $\tilde{T}(\nu_i)$ для гладких горизонтальных поверхностей и для поверхностей, рассеивающих по закону Ламберта, близки, что позволяло надеяться на минимизацию систематических ошибок, связанных с неопределённостью в индикатрисе рассеяния. В данной работе использовались спектральные каналы со средними промежуточными частотами 1,25 и 4,25 ГГц. Альбедо покровов и их термодинамическая температура рассчитывались по формулам (6) и (7) соответственно.

Средневзвешенная температура атмосферы для шероховатых поверхностей принималась равной яркостной температуре атмосферы при зенитном угле 53° с аддитивными поправками, найденными из модельных численных расчётов средневзвешенной яркостной температуры (на рис. 1 эти поправки соответствуют разности между штриховой и сплошной кривыми для $\theta = 53°$):

$$\tilde{T}(\nu_i) = T_{\mathrm{a}}(\nu_i, \theta = 53°) + \Delta T(\nu_i).$$

Для гладких поверхностей $\tilde{T}(\nu_i)$ принималась равной яркостной температуре атмосферы в направлении зеркального отражения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Апробация метода была выполнена на ряде естественных земных покровов и искусственных покрытий, таких, как снежный покров, речной песок, сосновые доски, рубероид, гранитная плита, кроны лиственных деревьев. Все исследуемые объекты (кроме крон деревьев и снега на склоне) имели горизонтальную верхнюю границу. Исследовались также гладкая водная поверхность в широком диапазоне температур и водная поверхность с плёнкой нефтепродуктов.

Характерные величины альбедо приведены в табл. 1. Ниже приводятся некоторые характерные особенности излучения исследуемых объектов.

Таблица 1

Объект	Альбедо		Примечания
	Вертикальная поляризация	Горизонтальная поляризация	
снежный покров (сухой)	0,4÷0,6	0,4÷0,6	вариации за весь период измерений, включая суточные
снежный покров (влажный)	0,09	0,18	термодинамическая температура 273 K
гранитная плита	0,07	0,43	—
сосновые доски	0,05	0,15÷0,30	вариации с изменением влажности
песок	0,1÷0,17	0,13÷0,20	вариации с изменением влажности
рубероид	0,05÷0,12	0,25÷0,35	вариации с изменением влажности
кроны лиственных деревьев	0,06	0,09	измерения выполнены в сухую ясную погоду

1) Снежный покров. Исследования снежного покрова проводились в зимне-весенний период, для которого характерна сильная изменчивость погодных условий и состояния снега, и включали в себя как суточные циклы, так и кратковременные разовые измерения. Измерения были выполнены на двух близко расположенных участках покрова. Один из них имел горизонтальную поверхность, а второй находился на склоне сугроба с наклоном поверхности около 10° к северу. Глубина сухого покрова составляла более 50 см. По мере таяния она уменьшалась, и исследования

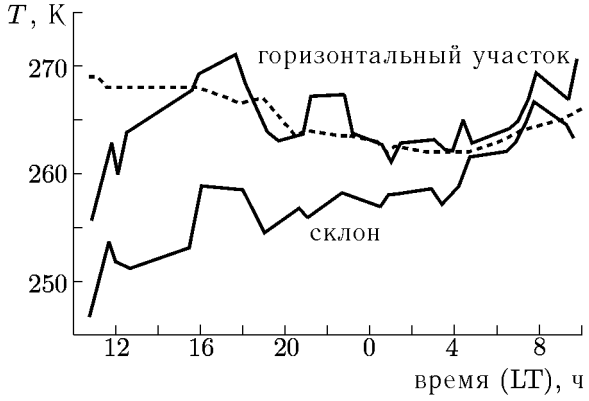


Рис. 3*а*. Суточный ход термодинамической температуры снежного покрова. Штриховой линией показан суточный ход температуры воздуха

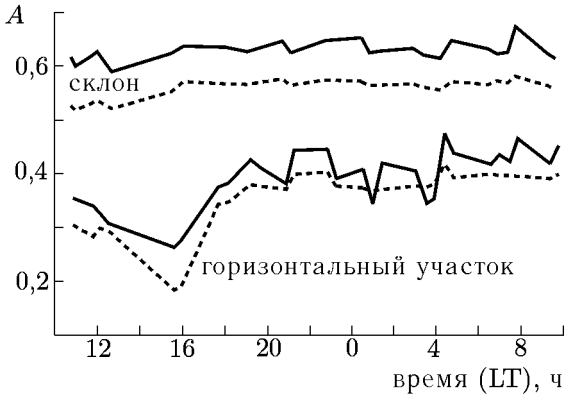


Рис. 3*б*. Суточный ход альбедо снежного покрова. Сплошные линии соответствуют излучению с горизонтальной поляризацией, штриховые — с вертикальной поляризацией

сырого снега велись при глубине покрова несколько сантиметров. На рис. 3 в качестве примера приведены результаты измерений суточных вариаций термодинамической температуры (рис. 3*а*) и альбедо (рис. 3*б*) этих двух участков снежного покрова. На рис. 3*а* штриховой линией показан суточный ход приземной температуры воздуха. Видно, что если термодинамическая температура горизонтального участка большую часть суток близка к температуре воздуха, то у наклонного участка она существенно ниже. Локальный максимум температур обоих участков наблюдался около 17 часов, что качественно согласуется с модельными расчётами [9]. Что касается величины альбедо, то у наклонного участка она гораздо стабильнее; у горизонтального участка альбедо существенно ниже и испытывает большие суточные вариации. Минимальное альбедо наблюдалось именно в тот период времени, когда наблюдался максимум температуры покрова. Эти различия объясняются более сильным нагревом снежного покрова солнечным излучением на горизонтальном участке и началом его таяния при достижении температуры 273 K. В целом снежный покров за весь период его существования характеризуется большой изменчивостью альбедо, зависящей от глубины, структуры и влажности излучающего слоя. В отсутствие таяния в течение нескольких суток альбедо снежного покрова довольно стабильно. Минимальные значения альбедо наблюдались у сырого снега: $A = 0{,}18$ для излучения с горизонтальной поляризацией и $A = 0{,}09$ — с вертикальной поляризацией, что близко к результатам работы [8].

2) Речной песок. Для песка характерна небольшая разность альбедо на двух поляризациях, средние из наблюдавшихся величи́ны альбедо и, как и у снежного покрова, существенное уменьшение альбедо с ростом влажности. Это сходство связано с общим механизмом объёмного рассеяния в среде, состоящей из частиц вещества с малыми потерями.

3) Рубероид. Характерно значительное отличие альбедо при двух поляризациях и его увеличение при смачивании водой. Термодинамическая температура в ясную погоду заметно меняется в течение суток.

4) Сосновые доски. Волокна древесины располагались перпендикулярно направлению распространения принимаемого излучения. Наблюдалась заметная зависимость альбедо от поляризации, но несколько меньшая, чем у рубероида. Отмечено увеличение альбедо с ростом влажности древесины. Термодинамическая температура в ясную погоду заметно меняется в течение суток.

5) Гранитная полированная плита. Коэффициенты отражения стабильны и сильно зависят от поляризации. Термодинамическая температура, как и у всех тёмных поверхностей в дневное время, в ясную погоду выше температуры приземного слоя воздуха. Для горизонтальной полиро-

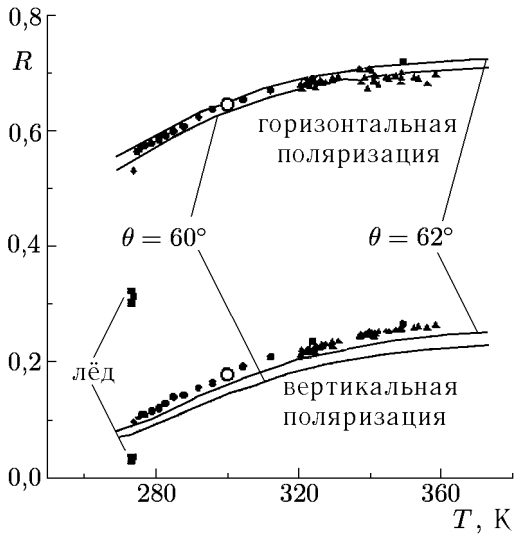


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения R гладкой водной поверхности от температуры

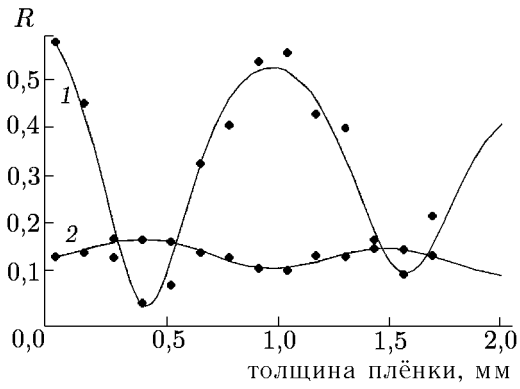


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения R плёнки дизельного топлива от её толщины при вертикальной (кривая *1*) и горизонтальной (кривая *2*) поляризациях излучения

ванной гранитной плиты значения коэффициентов отражения при угле падения 60°, найденные двухчастотным радиометрическим методом, хорошо согласуются с результатами лабораторных измерений [14, 15].

6) Кроны лиственных деревьев. Характерной чертой является наименьшее среди исследуемых объектов значение альбедо и очень слабое отличие альбедо на двух поляризациях. Термодинамическая температура практически совпадает с температурой воздуха.

7) Водная поверхность. Предложенный многочастотный метод и аппаратура позволяют также выполнять исследования отражающих свойств таких покровов, у которых диэлектрическая проницаемость сильно зависит от температуры. Это, прежде всего, относится к водной поверхности. В качестве демонстрации такой возможности были выполнены измерения коэффициентов отражения воды при вертикальной и горизонтальной поляризациях излучения и различных температурах. Измерения проводились в процессе естественного остывания воды, предварительно нагретой и налитой в открытую сверху кювету. Угол визирования составлял 61° от вертикали.

На рис. 4 приведены результаты этих измерений. Различными значками обозначены результаты, полученные в разных циклах измерений. При достижении температуры 273 K вода начинала замерзать. На рис. 4 показаны и значения коэффициентов отражения воды со льдом на поверхности при начальных стадиях замерзания. Там же сплошными линиями показаны результаты расчёта френелевских коэффициентов отражения воды для вертикальной и горизонтальной поляризаций излучения при углах падения 60° и 62°. Расчёт выполнен с использованием температурной зависимости диэлектрической проницаемости воды из работы [12]. Для горизонтальной поляризации наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории, тогда как для вертикальной экспериментальные точки лежат несколько выше расчётной кривой. Однако данные нашего эксперимента хорошо согласуются с результатами лабораторных измерений [16, 17] (светлые кружки), выполненных традиционным лабораторным методом с использованием искусственного источника излучения и независимым контактным измерением температуры. Данный эксперимент демонстрирует возможность измерения диэлектрических параметров материалов в натурных условиях с точностью, сравнимой с точностью лабораторных экспериментов. Если для

априори чистой водной поверхности многочастотный радиометрический метод является лишь одним из альтернативных методов, обладающим своими преимуществами и недостатками, то в условиях естественного водоёма этот метод позволяет различать пространственные неоднородности температуры и наличие загрязнений, вызывающих изменение коэффициента отражения, например плёнок нефтепродуктов. Важно отметить, что описанным выше методом дистанционно измеряется температура скин-слоя воды (толщина которого на этой длине волны составляет около 0,1 мм), который главным образом и определяет в естественных условиях теплообмен воды с атмосферой.

8) Плёнка нефтепродуктов на воде. Ситуация с загрязнением водной поверхности нефтепродуктами моделировалась путём помещения на поверхность воды в кювете различного количества дизельного топлива. На рис. 5 точками показаны результаты измерений коэффициента отражения при разной толщине плёнки дизельного топлива при вертикальной и горизонтальной поляризациях излучения, полученные двухчастотным методом. Сплошные кривые соответствуют аппроксимирующим теоретическим зависимостям с параметрами, найденными из наших измерений методом наименьших квадратов. Полученный этим методом коэффициент преломления материала плёнки $n = 1{,}42 \pm 0{,}05$ при температуре воды $2 \div 10\,^{\circ}\mathrm{C}$ согласуется с результатами измерений в лабораторных условиях для нефти [18].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен и апробирован метод многочастотного микроволнового пассивного зондирования земной поверхности и искусственных объектов, который использует спектральные особенности миллиметрового излучения атмосферы. Метод позволяет одновременно получать информацию об отражательных (рассеивающих) характеристиках исследуемых объектов и оценивать их термодинамическую температуру и тем самым существенно увеличить информативность зондирования. Метод также позволяет получить более стабильное радиоизображение местности, чем при использовании одной лишь яркостной температуры.

Для реализации метода разработан трёхчастотный радиометр-поляриметр, работающий в крыльях линии кислорода с резонансной частотой 118,75 ГГц, с помощью которого проведены демонстрационные измерения характеристик ряда естественных покровов и искусственных покрытий. Экспериментальная апробация подтвердила возможности метода по повышению информативности микроволнового зондирования.

В данной работе не затрагивался вопрос о применении метода при зондировании с аэрокосмических носителей. Однако учитывая сравнительно небольшое погонное ослабление волн данного диапазона на коротких приземных трассах (для нормальных условий даже в центре линии оно составляет около 1,7 дБ/км, а на краях используемого в описанном выше приборе диапазона — около 0,3 дБ/км), метод может применяться при зондировании земной и водной поверхности с борта низколетящих носителей. Оценки показывают, что при высотах менее 500 м ошибки, связанные с поглощением на трассе, не превышают ошибок, определяемых флуктуационной чувствительностью используемой в этой работе аппаратуры. Полное вертикальное поглощение атмосферы в окрестности линии 118,75 ГГц сильно зависит от частоты и составляет около 130 дБ в её центре и около 1,5 дБ на краях используемого диапазона. Поэтому для применения предлагаемого метода с высот более нескольких сот метров требуется его модификация, которая включает учёт ослабления на трассе радиометр—поверхность и собственного излучения этого столба атмосферы, а также оптимизацию частот приёмных каналов.

Метод может быть использован в системах экологического контроля для выявления загрязнений водоёмов, выявления тепловых аномалий, в исследованиях процессов изменений состояния

снежного покрова и других гидрометеорологических процессов, а также в системах радиовидения миллиметрового диапазона длин волн.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук Российской академии наук «Проблемы радиофизики» 2003–2005 гг., проект 2.3 «Развитие методов и средств дистанционного зондирования атмосферы и подстилающей поверхности в миллиметровом диапазоне длин волн». Авторы выражают благодарность сотрудникам ОАО «НИИПП» В. Г. Божкову и К. И. Куркану за предоставленный гетеродин для поляриметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ганин Е. В., Кузнецов И. В., Краснянский А. Д. и др. // Тез. докл. II-го Всесоюз. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Харьков, 1978. Т. 2. С. 172.
2. Грачёв Ю. Н., Сидоров А. В., Струков И. В. // II Всесоюз. школа-симпозиум по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. Фрунзе-Илим, 1986. С. 95.
3. Федосеев Л. И., Швецов Л. И. // Тез. докл. II-го Всесоюз. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Харьков, 1978. Т. 2. С. 170.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1968. С. 629.
5. Паршин В. В., Рыбушкин С. О., Швецов А. А // Тез. докл. Межвед. научно-техн. совещания «Статистические методы и системы обработки данных дистанционного зондирования окружающей среды». Минск, 1989. С. 108.
6. А.с. SU 1670649 A1. Способ определения излучательной способности природных объектов / Швецов А. А. Опубл. 1991.
7. Троицкий А. В., Троицкий Р. В. // Тез. докл. II науч. конф. Применение дистанционных методов в исследованиях природной среды. М., 1992. С. 43.
8. Кузнецов И. В., Федосеев Л. И., Швецов А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1 113.
9. Швецов А. А. // Труды XX Всерос. конф. по распростр. радиоволн. Н. Новгород, 2002. С. 233.
10. Паршин В. В., Швецов А. А. // Тез. докл. II науч. конф. Применение дистанционных методов в исследованиях природной среды. М., 1992. С. 26.
11. Shvetsov A. A. // 2nd Int. Conf. Millimeter Wave and Far Infrared Technology, China, Beijing, 1992. T. 7.8. P. 192.
12. Liebe H. J. // Int. J. Infrared and Millimetre Waves. 1989. V. 10, No. 6. P. 631.
13. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1984.
14. Лубяко Л. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14, № 1. С. 133.
15. Белов Р. К., Горонина К. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 5. С. 757.
16. Отчёт по госконтракту № 40.031.1.1.1184. Н. Новгород: НИРФИ, 2003. С. 61.
17. Фурашов Н. И., Дудин В. Е., Свердлов Б. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. (в печати).
18. Пилипенко В. В., Половников Г. Г., Сологуб В. Г., Шестопалов В. П. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 201.

Поступила в редакцию 20 июня 2005 г.; принята в печать 27 октября 2005 г.

REMOTE SENSING OF THE EARTH COVERS NEAR 2.5 MM OXYGEN LINE

A. A. Shvetsov, D. V. Korotaev, and L. I. Fedoseev

We describe the method of remote sensing of a terrestrial surface using spectral features of millimeter-wave atmospheric emission. This method permits simultaneous measurements of albedo and ther-

modynamic temperature of the effective emissive layer of terrestrial cover and artificial objects. A three-channel radiometric polarimeter operated near the 2.5-mm oxygen line and developed for the realization of this measurement technique is described. The procedure and the results of studies of emissive characteristics for some types of terrestrial cover, artificial coatings, and water surface are presented.

УДК 621.396.967

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ РАДИОТЕПЛОВЫЕ ПОРТРЕТЫ РАЗЛИЧНЫХ ОБЪЕКТОВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А. Ю. Зражевский, В. А. Голунов, М. Т. Смирнов, Е. П. Новичихин, В. С. Лоскутов, Д. М. Ермаков

Институт радиотехники и электроники РАН (фрязинский филиал), г. Фрязино Московской обл., Россия

Приведены методика и результаты регистрации радиотепловых портретов различных технических объектов на частоте 94 ГГц на вертикальной и горизонтальной поляризациях. Анализируются особенности формирования разностно-поляризационных радиоизображений в миллиметровом диапазоне длин волн, характерные особенности и методы обработки таких изображений. Проведено численное моделирование влияния условий эксперимента (уровень шума, фокусировка антенны, неточное знание диаграммы направленности) на качество восстановленных изображений. Для повышения их пространственного разрешения предложена фильтрация пространственного спектра восстанавливаемого изображения, учитывающая его априорные статистические характеристики. Рассматриваются возможности и метод реализации пассивного поляризационного стереовидения в миллиметровом диапазоне длин волн.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с прогрессом в разработке высокочувствительных и широкополосных приёмных систем миллиметрового (ММ) диапазона длин волн, в том числе и с созданием матричных элементов, стали возможными новые применения радиотепловых изображений [1]. Так, например, на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Баумана выполняются работы по радиотепловому картографированию Солнца на длине волны 3 мм [2].

Положительный эффект применения пассивных систем по сравнению с активными достигается за счёт уменьшения габарита и веса конструкций, снижения технологических и энергетических затрат, повышения надёжности и получения радиообраза объекта в легко узнаваемом виде.

Пространственное разрешение в ММ диапазоне длин волн существенно хуже, чем в оптическом или инфракрасном диапазонах, где, однако, получение изображения в условиях плохой видимости (туман, дым, пыль), при отсутствии освещения или через тонкие преграды невозможно. Для достаточно крупных объектов, в которых нет необходимости наблюдать мелкие детали, ограничение пространственного разрешения не так существенно. Распознавать такие объекты с высокой степенью надёжности можно и при пространственном разрешении, достижимом в ММ диапазоне длин волн.

К настоящему времени известны четыре способа формирования радиоизображений, а именно путём механического сканирования при одном радиометре [3] или одномерной матрице приёмников [4–5], с помощью фокальной двумерной матрицы приёмников [6], с использованием многоэлементного интерферометра и с помощью фазированных матриц [7]. Независимо от способа формирования радиоизображений для повышения их качества могут применяться одни и те же методы математической обработки.

Целью данной статьи является экспериментальное исследование и теоретический анализ возможностей и особенностей формирования поляризационных радиотепловых изображений в 3-миллиметровом диапазоне длин волн, а также рассмотрение возможности повышения качества и улучшения пространственного разрешения радиоизображений на основе современных

методов математической обработки. Указываются перспективные подходы к обработке и анализу радиоизображений, основанные на известных методах общей теории обработки изображений и модернизированные в контексте задач радиовидения. Представляется перспективным применение поляризационного стереовидения в ММ диапазоне длин волн для обнаружения и распознавания различных объектов.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

При проведении экспериментальных исследований использовалась сканирующая радиометрическая система [8], в состав которой входит супергетеродинный радиометр [9] с переключателем поляризаций на входе (центральная частота 94 ГГц, полоса частот 4 ГГц, флуктуационная чувствительность 0,15 К при постоянной интегрирования $\tau = 1$ с).

Антенна представляет собой зонированную линзу из полистирола с диаметром 0,6 м и фокусным расстоянием 1 м. В антенной системе предусмотрено продольное перемещение приёмного рупора для фокусировки на расстояния 20÷100 м.

Управление сканированием и наведением луча цифровое, осуществляется по командам с компьютера через специальный блок. С помощью команд с компьютера можно задавать направление, угловую скорость и диапазон угла поворота платформы. Текущее положение поворотной платформы определяется по двум цифровым датчикам угла (по азимуту и по углу места). Программа позволяет осуществлять управление поворотом платформы как в ручном, так и в автоматическом режиме. Возможно интерактивное задание практически всех кодов управления и параметров сканирования, а также параметров вывода данных на экран для контроля функционирования системы.

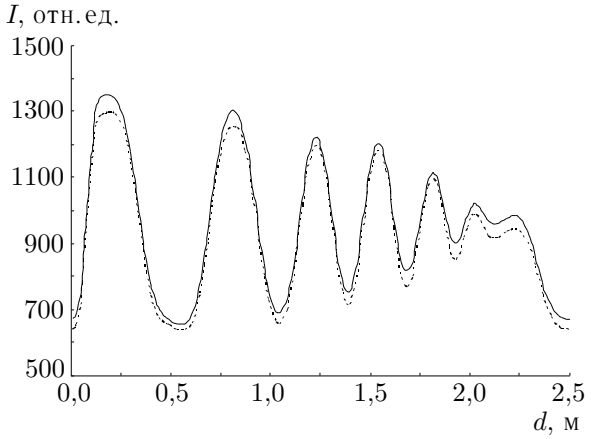


Рис. 1. Отклик радиометра при поперечном сканировании металлической решётки с переменным шагом. Сплошная и штриховая линии соответствуют горизонтальной и вертикальной поляризациям излучения По оси абсцисс отложена текущая поперечная координата в метрах, по оси ординат — интенсивность выходного сигнала в относительных единицах

Для экспериментального определения характеристик радиометра и антенной системы были использованы специальные искусственно созданные тестовые объекты. Одним из основных объектов такого рода была металлическая решётка с переменными шириной полос и расстоянием между пластинами. Отклик радиометра при поперечном сканировании такой решётки представлен на рис. 1.

По результатам этих измерений было определено, что линейное разрешение системы было не хуже 15 см.

Для анализа возможностей получения радиотепловых портретов и особенностей их формирования были получены на двух поляризациях (вертикальной и горизонтальной) радиотепловые изображения автомобилей, трактора и экскаватора при расстоянии до объектов около 20 м. Радиоизображения автомобилей получены в ноябре 2003 года при сплошной слоистой облачности и температуре воздуха от 0 до 10 °С. Количество пикселей в одном кадре составляло $(7{,}5 \div 9) \cdot 10^3$.

В качестве примера на рис. 2 и 3*а* приведены радиотепловые портреты автомобилей и окружающих их металлических предметов, расположенных на травяном покрове, собственное радиотепловое излучение которого, как известно, близко к излучению абсолютно чёрного тела. Перед

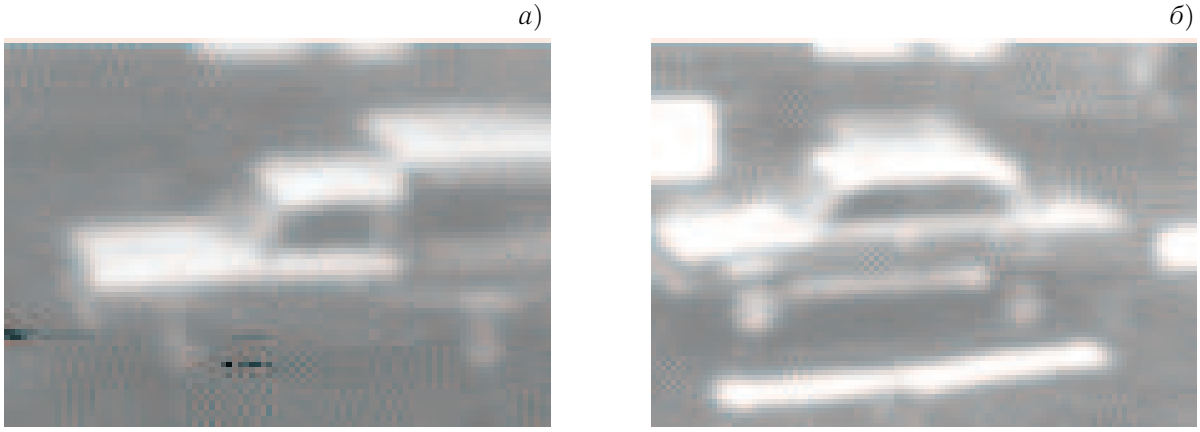


Рис. 2. Радиотепловые портреты автомобилей «Москвич–пикап» (*а*) и «Жигули ВАЗ 2105» с багажником на крыше (*б*)

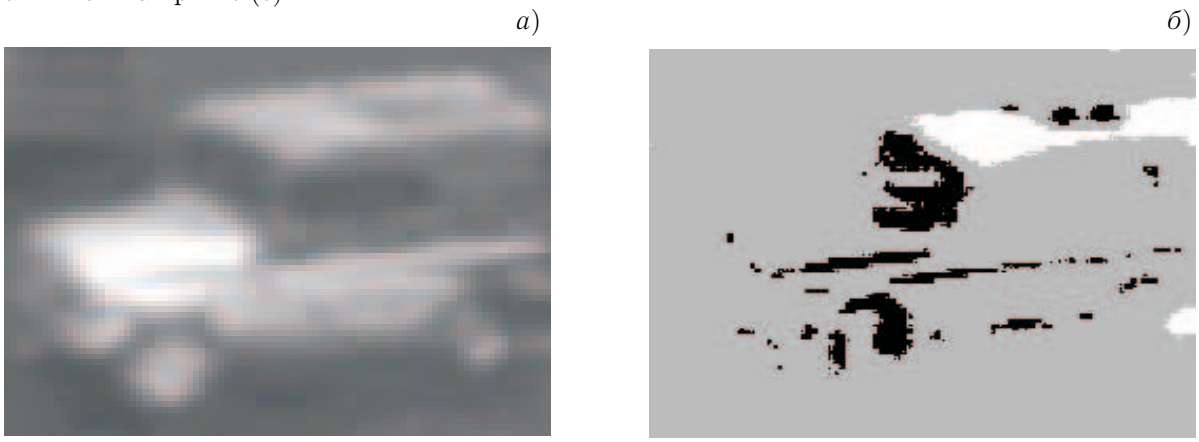


Рис. 3. Радиотепловые портреты автомобиля УАЗ: на горизонтальной поляризации (*а*) и разностно-поляризационный портрет (*б*)

автомобилем на рис. 2*б* находится смятая металлическая фольга, отражение которой видно на нижней части дверей в виде светлой полосы. Эта подсветка демонстрирует заметное влияние на изображение автомобиля окружающих его предметов. Так, тёмные участки автомобилей (двери, переднее и заднее крылья) обусловлены переотражением как более тёплых участков неба, так и земной поверхности. Наиболее тёмными выглядят стекла, покрышки автомобиля и трава.

Видно, что радиотепловые портреты содержат достаточное количество структурных элементов, чтобы можно было уверенно идентифицировать объекты. Анализ экспериментальных радиотепловых портретов различных объектов показывает, что они по качеству сравнимы с изображениями, получаемыми в инфракрасном диапазоне.

Известно, что коэффициенты излучения материалов определяются их диэлектрическими свойствами, видом поляризации излучения, углом приёма и формой поверхности объекта. Следовательно, использование двух ортогональных поляризаций может увеличить информативность радиотепловых изображений.

Удобную для восприятия визуализацию поляризационных изображений можно осуществить, совмещая радиотепловой и разностно-поляризационный портреты объекта. При этом собственно радиотепловой портрет строится в чёрно-белой палитре, а разностно-поляризационные особенности отображаются двумя цветами: красным (в случае превышения уровня компоненты с гори-

зонтальной поляризацией над уровнем излучения с вертикальной поляризацией) и синим (в противоположном случае).

Пример разностно-поляризационного портрета (того же) автомобиля приведён на рис. 3*б*, где области неполяризованного излучения отмечены серым цветом, зоны с превышением компоненты с вертикальной поляризацией — белым, а горизонтальной — чёрным цветом. На радиотепловом портрете автомобиля видно, что на его брезентовой крыше (см. рис. 3*а*) выделяется потемнение, связанное с наличием провисшего и влажного участка брезента, в то время как на разностно-поляризационном портрете (см. рис. 3*б*) выделяются и крыша, и её отдельные особенности.

Отметим, что интенсивность излучения с горизонтальной поляризацией может быть выше, чем с вертикальной, вследствие геометрических особенностей поверхности объекта, которые вызывают поворот плоскости поляризации. Как следует из приведённого на рис. 3*б* радиоизображения, такими геометрическими особенностями обладают лобовое стекло и закруглённые рельефные элементы на различных частях кузова автомобиля. Два чёрных пятна на брезентовой крыше соответствуют краям её провала — вдавленной внутрь области.

Появление на изображении тонких чёрных линий возможно и по другой причине, а именно из-за неточного совпадения диаграмм направленности антенны для вертикальной и горизонтальной поляризаций. Для придания большей наглядности эффекту поляризационного приёма при построении разностно-поляризационного портрета (см. рис. 3*б*) были отфильтрованы участки с незначительными поляризационными отличиями, обусловленные в том числе и собственными поляризационными шумами аппаратуры. Фильтрация осуществлялась по величине отклонения разности интенсивностей излучения с разными поляризациями относительно начального уровня. Как начальный уровень, так и величина отклонения выбирались по критерию лучшего зрительного восприятия изображения, построенного с использованием трёх цветов (чёрного, серого и белого). При этом деполяризация окрашенных металлических поверхностей, которая наблюдалась нами в специальных экспериментах и позволяла отличать окрашенные металлические поверхности от неокрашенных, на рис. 3*б* не видна.

Из сравнения радиоизображений на рис. 3*а* и *б* следует, что использование двух поляризаций позволяет получать дополнительную информацию о форме и материале поверхности и может служить дополнительным параметром при распознавании объектов по их радиотепловым изображениям в миллиметровом диапазоне длин волн, поскольку факторы, влияющие на перенос излучения и формирование радиоизображений в этом диапазоне с учётом фонового излучения достаточно хорошо изучены [10–13].

2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

При использовании сканирующих систем пассивного радиовидения возникают в основном два типа искажений, связанные с принципами регистрации собственного радиоизлучения исследуемых объектов.

Первый — это сглаживание изображений за счёт пространственного усреднения антенной системой. Эти искажения достаточно хорошо изучены, а методы восстановления изображений постоянно развиваются и адаптируются к особенностям изучаемых объектов [14].

Второй — искажения, обусловленные временны́м усреднением, вызванным необходимостью накопления сигнала. При увеличении времени накопления повышается отношение сигнал/шум, увеличивается информационная ёмкость радиоизображения, улучшается качество изображения неподвижных объектов. Однако время получения изображения возрастает, что во многих случаях нежелательно (например, при регистрации в реальном времени или при наблюдении обстановки,

меняющейся во времени).

Классическим и до сих пор широко применяемым методом восстановления изображения является использование двумерного преобразования Фурье [15]. Суть его сводится к тому, что, если известна диаграмма направленности антенны $A(\mathbf{r})$ и оригинальное (неискажённое) изображение $I_0(\mathbf{r})$, то первичное (т. е. сформированное системой) изображение можно записать в виде

$$I_0(\mathbf{r}) = \iint\limits_D A(\mathbf{r}-\mathbf{r}')I_0(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}'),$$

где D — область наблюдения, $\mathrm{d}s(\mathbf{r})$ — элементарная площадка в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}$. На диаграмму направленности налагается условие нормировки $\iint_D A(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}) = 1$, что обеспечивает сохранение средней яркости изображения.

Если перейти к спектральным представлениям оригинального и первичного изображений:

$$J_0(\mathbf{f}) = \iint \exp(2\pi i\mathbf{fr})I_0(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}'), \qquad J(\mathbf{f}) = \iint \exp(2\pi i\mathbf{fr})I(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}), \tag{1}$$

и к спектру диаграммы направленности, который называют модуляционной передаточной функцией антенны:

$$B(\mathbf{f}) = \iint\limits_D \exp(2\pi i\mathbf{fr})A(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}), \tag{2}$$

то в частотной области пространственный спектр $J(\mathbf{f})$ первичного изображения выражается через спектр $J_0(\mathbf{f})$ оригинального изображения и модуляционную передаточную функцию антенны $B(\mathbf{f})$ в виде

$$J(\mathbf{f}) = B(\mathbf{f})J_0(\mathbf{f}).$$

Таким образом, если известна модуляционная передаточная функция антенны $B(\mathbf{f})$, спектр оригинального изображения формально можно восстановить по формуле

$$J_0(\mathbf{f}) = J(\mathbf{f})/B(\mathbf{f}), \tag{3}$$

после чего предполагается, что само оригинальное изображение можно точно вычислить с помощью обратного фурье-преобразования:

$$I_0(\mathbf{f}) = \iint\limits_D \exp(-2\pi i\mathbf{fr})J_0(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}). \tag{4}$$

Расчёт двумерных пространственных спектров (1), (2) и преобразование (4) не представляют принципиальных трудностей, если использовать быстрое преобразование Фурье. Однако в результате деления амплитудных спектров (см. (3)) в области высоких пространственных частот, где величины спектров близки к нулю, на отдельных частотах-пикселях восстанавливаемого изображения ошибки определения спектра могут на порядки превосходить истинные значения, что приводит к появлению «ложных» амплитуд. Последние проявляются как наложение муара на восстановленное изображение и приводят или к большим искажениям изображения, или к его полному разрушению.

Обычно для устранения муара используется простейший способ фильтрации — обрезание спектра в области высоких пространственных частот. Однако этот способ слишком груб, поскольку вместе с «ложными» амплитудами спектра он удаляет и те, которые участвуют в формировании мелких деталей изображения. В результате заметно ухудшается пространственное разрешение.

Рис. 4. Пример результатов численного моделирования метода восстановления изображения (формат кадра 512 × 512 пикселов): (*а*) фотография автомобиля (оригинальное изображение), (*б*) сглаженное (первичное) изображение, (*в*) восстановленное изображение с использованием априорной информации о пространственном спектре при $J = M$

Для реализации более совершенной фильтрации — устранения только «ложных» амплитуд пространственного спектра — предлагается новый способ, а именно фильтрация спектра перед его обратным фурье-преобразованием (т. е. до восстановления изображения) с использованием априорно известного «опорного» спектра объекта. При такой фильтрации в пространстве частот амплитудного спектра выявляются пиксели с «ложными» амплитудами. Амплитуда каждого пикселя сравнивается со средней для частотной окрестности исследуемого пикселя амплитудой «опорного» спектра. В случае превышения допустимого отклонения проводится замена выявленной «ложной» амплитуды на другое значение, соответствующее опорному спектру.

Эффективность такой фильтрации проверялась методом численного моделирования. За основу была взята оптическая фотография автомобиля. По этой фотографии рассчитывался опорный спектр. Затем фотоизображение усреднялось с помощью функции Гаусса с шириной на уровне 0,5, соответствующей 0,25 м в реальном масштабе этого автомобиля. Далее исходное изображение восстанавливалось с использованием «опорного» спектра.

При восстановлении изображения методом обратного фурье-преобразования с применением предложенного метода фильтрации для амплитуд J каждого пикселя использовался критерий обнаружения «ложной» амплитуды: $J \geq M + 3\sigma$, где M и σ — математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение амплитуды «опорного» спектра в выбранной частотной области, где находится данный пиксель, равной 0,01 от всего диапазона пространственных частот.

Рассматривались три варианта замены «ложных» амплитуд, а именно $J = 0$, $J = M$, $J = M + 3\sigma$. Оказалось, что к существенному улучшению качества изображения приводят все три варианта, но лучший из них соответствует замене $J = M$.

На рис. 4 приведён пример результата численного моделирования предложенного метода.

Из сравнения оригинального изображения (рис. 4*а*) и восстановленного изображения (рис. 4*в*) следует, что несмотря на большую ширину усредняющего окна, соответствующую примерно 1/3 диаметра колеса, разрешились детали, существенно меньшие по размеру, например бампер, диски колес и даже стойка ветрового стекла и задний брызговик с поперечным размером 1,5÷2 см.

Проверялась также возможность использовать в качестве «опорных» спектры, полученные при других ракурсах автомобиля. Например, восстанавливалось то же изображение (т. е. вид сбоку, см. рис. 4*б*), а «опорный» спектр вычислялся по фото спереди. При такой обработке, как оказалось, качество восстановления ухудшается, но незначительно.

3. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ

Как показал предварительный анализ полученных экспериментальных данных, поляризационные контрасты являются важным диагностическим средством для определения конфигурации

и пространственной ориентации наблюдаемых объектов, материала, формы и текстуры их поверхности (см. рис. 3).

Количественной мерой поляризационных контрастов может служить как разность (абсолютная и нормированная), так и отношение сигналов, измеренных на двух поляризациях. Необходимо анализировать все эти величины (признаки), рассчитанные для каждого пикселя изображения, наряду с величиной принимаемого сигнала.

Кроме того, дополнительная информация об объектах может быть получена при стереорадиовидении, такая, например, как соотношение поперечных и продольных размеров объекта и расстояние до объекта. В миллиметровом диапазоне длин волн стереонаблюдение может осуществляться либо двумя идентичными приёмными устройствами, разнесёнными на определённое расстояние друг от друга, либо одним приёмным устройством при относительном движении в системе объект—приёмное устройство. В ходе проведённых исследований были получены стереопары радиотепловых изображений за счёт пространственно-разнесённого приема и составлены программы для наблюдения стереоэффекта на экране монитора. Для просмотра радиоизображений в стереорежиме применялись стереоочки «ASUS», которые подключались к компьютеру через управляющее устройство.

Было обнаружено, что стереоэффект сохраняется даже при сильном размытии изображения, поэтому меньшая по сравнению с оптическими чёткость радиоизображений не препятствует стереонаблюдению.

Для отработки методики анализа радиоизображений в многомерном пространстве признаков, включающем поляризационные контрасты и стереоэффекты, создано специальное программное обеспечение и выполнен ряд численных экспериментов с моделированием различных радиояркостных портретов наблюдаемых объектов.

Созданное программное обеспечение позволяло на основе входных данных (в виде растровых изображений) формировать наборы признаков (различных функций яркости точек изображений), группировать данные в сформированном пространстве признаков, обучать (с помощью оператора) распознающий модуль и классифицировать различные типы объектов.

Одним из реализованных в разработанном программном обеспечении методов анализа радиоизображений является метод распознавания по текстурным признакам — характеристикам двумерного пространственного распределения интенсивности сигнала в окрестности данного пикселя. Близкие значения текстурных признаков, вычисленных для некоторой области пикселей, указывают на принадлежность этой области к определённому классу с заданной текстурой поверхности.

В численном эксперименте радиояркостные портреты одного или нескольких объектов с различной заданной текстурой моделировались на произвольном фоне или фоне с известной текстурой. Пример распознавания объектов приведён на рис. 5. Исходное изображение содержало две прямоугольные области, заполненные мелкой клеткой и размещённые на фоне, образованном крупной чёрной клеткой (рис. 5*а*). На исходные изображения накладывался шум, уровень которого варьировался оператором (см. рис. 5*б*). На восстановленном изображении серым цветом показаны распознанные объекты, белым — области фоновой текстуры, чёрным — области неизвестной или не подлежащей распознанию текстуры. К последним относятся края изображения, а также фрагменты, «испорченные» шумом.

Качество обработки и распознавания радиояркостных портретов объектов можно повысить путём выбора и использования наиболее эффективных признаков, характеризующих наблюдаемые объекты. Одним из методов оценки эффективности используемых признаков является факторный анализ, а для независимой проверки качества работы этого метода можно использовать нейросетевые алгоритмы [16, 17]. С этой целью в разработанном программном обеспечении ре-

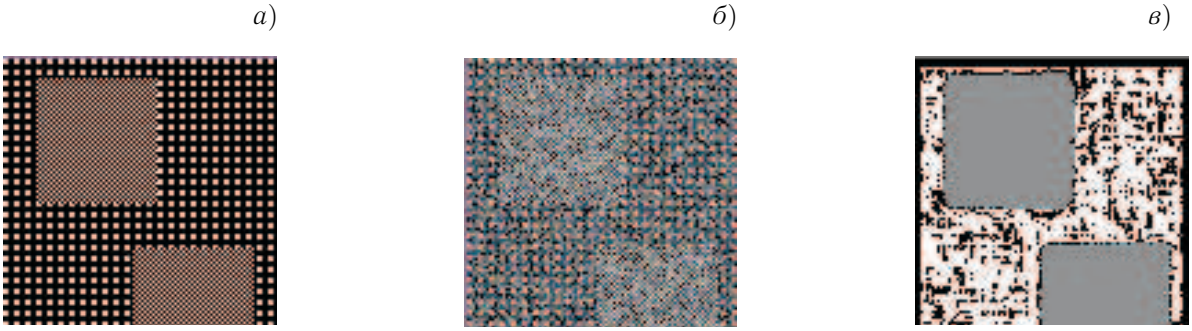


Рис. 5. Результаты численного эксперимента: (*а*) объекты наблюдения на фоне известной текстуры, (*б*) зашумлённое модельное радиоизображение, (*в*) результаты распознавания модельного радиоизображения

ализована возможность встраивания «гибридных» схем, предполагающих разное число шагов обработки и включающих как строго аналитические методы (различные алгоритмы цифровой фильтрации), так и методы, развитые в задачах искусственного интеллекта (классификация, распознавание в пространстве признаков, нейросетевые алгоритмы, алгоритмы нечёткой логики [17, 18]). Дальнейшее развитие созданного программного обеспечения связано с реализацией отдельных базовых блоков таких гибридных схем и отработкой их взаимодействия в различных сочетаниях для поиска оптимальных методов анализа радиоизображений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование показало, что:

1) радиотепловые изображения объектов, получаемые в миллиметровом диапазоне длин волн, имеют высокое сходство с их оптическими изображениями;

2) разностно-поляризационные портреты содержат информацию о диэлектрических деталях и форме поверхностей объектов;

3) предложенный метод фильтрации пространственного спектра восстанавливаемого изображения существенно улучшает его качество;

4) для распознавания объектов по их радиотепловым портретам перспективно применение стереорадиовидения;

5) обработку радиоизображений целесообразно основывать на использовании поляризационных контрастов, что позволяет формировать эффективные признаки для обнаружения и распознавания наблюдаемых объектов.

Авторы искренне признательны А. В. Соколову за постоянный интерес к работе, З. А. Мартыновой за помощь в обработке результатов, А. П. Чернушичу и М. П. Чеботарёву за подготовку системы стереовизуализации, В. П. Нестерову и В. И. Жулину за участие в экспериментах, А. Н. Горбовой за помощь в подготовке материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пелюшенко С. А., Ракуть И. В., Пелюшенко А. С. // Всероссийский семинар по радиофизике ММ и СбММ диапазонов. Тезисы докладов. Нижний Новгород, 2005. С. 19.
2. Розанов Б. А., Соловьёв Г. Н., Лебедюк Т. С. и др. // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1994. № 4. С. 4.

3. Schanda E. // I. Angew. Math. Phys. 1972. V. 23. P. 507.
4. Appleby R., Lettington A. H. // IEEE Colloq. Millimeter-Wave Radar. 1990. Digest No. 89. P. 4/1.
5. Радзиховский В. Н., Горишняк В. Н., Кузьмин С. Е., Шевчук Б. М. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1999. Т. 42, № 4. С. 40.
6. Rebeiz G. M., Kasilingam D. P., Guo Y., et al. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1990. V. 38, No. 9. P. 1 437.
7. Goldsmith P. F., et. al. // IEEE Trans. MTT. 1993. V. 41, No. 10. P. 1 664.
8. Голунов В. А, Зражевский А. Ю., Смирнов М. Т. и др. // Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами: Сб. докл. 2-й научн. конф. С.-Петербург, 2004. Т. 1. С. 56.
9. А. с. № 1329406. Двухполяризационный модуляционный радиометр / Аблязов В. С., Быданцев В. Л., Халдин А. А. Заявл. 27.09.1985.
10. Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K. Microwave Remote Sensing. Active and Passive. V. 2–3. Addison-Wesley Publ. Comp., 1981.
11. Голунов В. А., Загорин Г. К., Зражевский А. Ю. и др. // Вопросы перспективной радиолокации. М.: Изд-во Радиотехника, 2003. С. 393.
12. Голунов В. А., Коротков В. А., Сухонин Е. В. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНИТИ, 1990. Т. 41. С. 68.
13. Голунов В. А., Зражевский А. Ю., Павельев А. Г. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 32, № 12. С. 2 544.
14. Пирогов Ю. А. // Радиотехника. 2003. № 2. С. 4.
15. Пытьев Ю. П. Математические методы интерпретации эксперимента. М.: Высшая школа, 1998. 351 с.
16. Иберла К. Факторный анализ: Пер. с нем. М.: Статистика, 1980. 398 с.
17. Браверман Э. М., Мучник И. Б. Структурные методы обработки эмпирических данных. М.: Наука, 1983. 464 с.
18. Smith S. W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. California Technical Publishing, 1997. 640 p.

Поступила в редакцию 15 июля 2005 г.; принята в печать 5 декабря 2005 г.

POLARIZATION MICROWAVE IMAGING OF DIFFERENT OBJECTS IN MILLIMETER WAVE REGION

A. Yu. Zrazhevsky, V. A. Golunov, M. T. Smirnov, E. P. Novichikhin, V. S. Loskutov, and D. M. Ermakov

The technique and results of microwave-thermal imaging of different technical objects at a frequency of 94 GHz in vertical and horizontal polarizations are presented. Specific features of formation of polarization-difference images in the millimeter-wave range, as well as main features and data processing techniques of such images are analyzed. The impact of such experimental conditions as the noise level, antenna focus, and uncertainty in knowledge of the antenna pattern on the quality of image retrieval is simulated numerically. Filtering of the spatial spectrum of the retrieved image, based on *a priori* statistical characteristics of this image, is suggested for increasing the spatial resolution of microwave images. The possibilities of passive microwave polarization stereo-vision in the millimeter-wave range and ways of its realization are analyzed.

УДК 537.226.33

СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАТЕРИАЛОВ С КОРРЕЛИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б. П. Горшунов, А. С. Прохоров, И. Е. Спектор, А. А. Волков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

Описаны методики, позволяющие проводить измерения электродинамического отклика проводящих материалов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Представлены результаты по исследованию диэлектрических спектров ряда материалов, свойства которых определяются электронными корреляционными эффектами: сверхпроводников, одномерных проводников, соединений с тяжёлыми фермионами.

ВВЕДЕНИЕ

Электронные корреляции являются одной из центральных тем современной физики конденсированного состояния и лежат в основе широкого круга фундаментальных физических явлений: сверхпроводимости, зарядового и магнитного упорядочения, плазменных возбуждений в проводниках и сверхпроводниках, фазовых переходов, тяжёлых фермионов и промежуточной валентности, волн зарядовой и спиновой плотности. Отличительной чертой систем с коллективизированными электронами является то, что типичная энергия, характеризующая их основное состояние, относительно мала и составляет порядка нескольких миллиэлектронвольт: энергетическая щель в сверхпроводниках, энергия плазменных колебаний, энергия релаксации квазичастиц и гибридизационная щель в соединениях с тяжёлыми фермионами, энергия пиннинга (зацепления) волн зарядовой/спиновой плотности и т. д. Это приводит к определённым трудностям при решении фундаментальных и прикладных задач, связанных с экспериментальным исследованием коррелированных электронных систем. Дело в том, что современные спектроскопические методы встречаются с определёнными проблемами при продвижении в область столь низких энергий. Среди специалистов, занимающихся диэлектрической спектроскопией, соответствующий частотный диапазон ($10^{11} \div 10^{12}$ Гц) даже получил название спектроскопического провала.

Прогресс в экспериментальном освоении спектроскопического провала был достигнут в результате разработки поколения спектрометров на основе ламп обратной волны (ЛОВ) [1] — источников когерентного и перестраиваемого излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Современные ЛОВ-спектрометры позволяют проводить быстрые и надёжные измерения диэлектрического отклика материалов на частотах $\nu \approx 5 \div 45$ см$^{-1}$ ($150 \div 1\,350$ ГГц). Появление таких спектрометров не только подняло диэлектрическую спектроскопию на новый уровень панорамных измерений [2], но и открыло возможности для решения многих фундаментальных и прикладных задач на основе экспериментальных данных, полученных в ранее недоступной спектральной области. Это в полной мере относится и к материалам с коррелированными электронными системами: исследование их электродинамического отклика в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн позволило получить ряд новых физических результатов, относящихся к сверхпроводникам, низкоразмерным проводникам и системам с тяжёлыми фермионами.

1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

Принцип работы ЛОВ-спектрометров детально описан в ряде публикаций (см., например, [1–5]). Вкратце он состоит в том, что в квазиоптической конфигурации измеряются частотные зависимости коэффициента пропускания и фазового сдвига волны, прошедшей сквозь плоскопараллельный образец. После этого с применением стандартных формул Френеля [6] рассчитываются спектры оптических характеристик образца: диэлектрической проницаемости $\varepsilon^*(\nu) = \varepsilon'(\nu) + i\varepsilon''(\nu)$, проводимости $\sigma^*(\nu) = \sigma'(\nu) + i\sigma''(\nu)$, показателя преломления $n^*(\nu) = n(\nu) + ik(\nu)$ и т. д. Такая методика измерений является стандартной и широко используется для исследования самых различных веществ [1]. В то же время она неприменима при изучении диэлектрического отклика электропроводящих материалов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн: отражение или поглощение для них могут быть настолько высокими, что для измерения пропускания возникает необходимость использовать образцы с нереально малыми толщинами (меньше микрона). В этой связи нами были разработаны новые квазиоптические методы, основанные на измерении коэффициента пропускания излучения тонкими плёнками на диэлектрической подложке или коэффициента отражения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

1.1. Коэффициент пропускания тонких плёнок на диэлектрической подложке

Такая квазиоптическая конфигурация применяется в случае, когда образец принципиально представляет собой тонкую плёнку на подложке, либо когда для исследования слабопрозрачного материала удаётся приготовить из него и разместить на подложке тонкую плёнку со свойствами, достаточно близкими к свойствам «массивного» материала. При измерениях в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн определяются коэффициент пропускания и фазовый сдвиг для двухслойной системы «плёнка на подложке», а параметры плёнок рассчитываются с применением формул Френеля для двухслойной среды [6]; характеристики подложки должны быть измерены предварительно [7]. Чувствительность метода к измерению параметров плёнок может быть повышена, если оказывается возможным нанести исследуемый материал в виде тонких плёнок на обе стороны прозрачной подложки. Такой образец, фактически, представляет собой резонатор Фабри—Перо, зеркалами которого являются исследуемые плёнки. Повышение чувствительности обусловлено увеличением эффективности взаимодействия излучения с образцом: резонатор характеризуется большей добротностью, т. е. бóльшим эффективным числом переотражений излучения внутри подложки [8].

1.2. Отражение от «полубесконечного» образца

Измерение коэффициента отражения миллиметровых и субмиллиметровых волн, тем более при низких температурах, когда образец помещён в криостат, является довольно сложной задачей. Дело в том, что для определения спектра коэффициента отражения $R(\nu) = I_{\text{обр}}(\nu)/I_{\text{з}}(\nu)$ необходимо отдельно измерять интенсивность излучения, отражённого от образца ($I_{\text{обр}}$) и от эталонного (металлического) зеркала ($I_{\text{з}}$), что предполагает механическое замещение образца зеркалом. В эксперименте спектры $I_{\text{обр}}(\nu)$ и $I_{\text{з}}(\nu)$ неизбежно искажены стоячими волнами, возникающими из-за переотражений излучения между образцом (зеркалом) и элементами квазиоптической измерительной схемы: окнами криостата, поляризаторами, линзами, аттенюаторами

и т. д. Поэтому при недостаточно точной замене образца зеркалом эти стоячие волны при вычислении $R(\nu) = I_{\text{обр}}(\nu)/I_{\text{з}}(\nu)$ не подавляются, и в спектре $R(\nu)$ могут возникать искажения с величиной до десятков процентов. Разработанные нами методы позволяют обеспечить замещение образца зеркалом с точностью, достаточной для надёжного измерения коэффициентов отражения на уровне выше 95 %. Для получения информации об электродинамических параметрах образца в интересующей нас спектральной области по измеренной зависимости $R(\nu)$ можно проводить либо модельную обработку спектра с использованием известных механизмов дисперсии, либо измерять спектр в более широком диапазоне с последующим анализом методом Крамерса—Кронига.

1.3. Метод «диэлектрического пробника»

Используя схему измерения коэффициента отражения данный метод позволяет определять электродинамические параметры образца напрямую, т. е. без использования соотношений Крамерса—Кронига. В эксперименте измеряется коэффициент отражения от «пробника» — плоскопараллельной прозрачной пластинки с заранее измеренными диэлектрическими характеристиками n и k. При этом спектр $R(\nu)$ содержит периодически расположенные на оси частот минимумы, возникающие вследствие интерференции излучения внутри пробника [9]. При размещении исследуемого образца вплотную к «дальней» грани пробника условия отражения от этой грани изменяются, что ведёт к изменению (сдвигу) амплитуды и положения каждого интерференционного минимума. Измерение этих двух сдвигов позволяет рассчитать две неизвестные диэлектрические характеристики образца, например n и k.

2. МИЛЛИМЕТРОВАЯ И СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОВОДНИКОВ С ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

Вообще говоря, явления, связанные с электронными корреляциями, могут приводить к изменениям в спектрах диэлектрического отклика на самых различных частотах, которые могут отличаться на порядки величины. Поэтому в наших исследованиях мы проводили измерения с использованием нескольких спектрометров, что позволило перекрыть широкий диапазон длин волн, от СВЧ до оптики. В то же время именно данные, полученные в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, явились ключевыми для получения ряда новых физических результатов.

2.1. Высокотемпературные сверхпроводники

Количественное измерение проводимости и диэлектрической проницаемости высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн чрезвычайно важно для детального исследования природы остаточного поглощения, спектрального веса сверхпроводящего конденсата, лондоновской глубины проникновения. На рис. 1 показана температурная зависимость динамической проводимости соединений YBCO и LSCO в указанном диапазоне длин волн [10, 11]. Видно, что в сверхпроводящем состоянии наблюдается резкое увеличение проводимости. Представленные данные явились, фактически, первыми свидетельствами наличия в ВТСП-купратах значительного «подщелевого» поглощения. Его природа не ясна до сих пор и интенсивно исследуется с применением комбинации инфракрасных и ЛОВ-спектрометров [12].

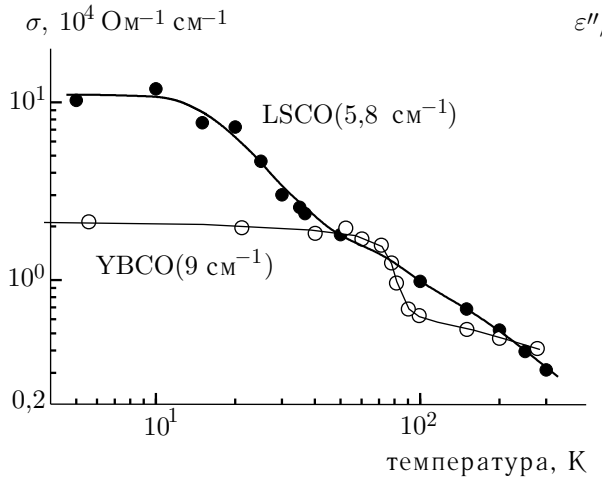


Рис. 1. Температурная зависимость динамической проводимости плёнок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $La_{0,88}Sr_{0,12}CuO_4$

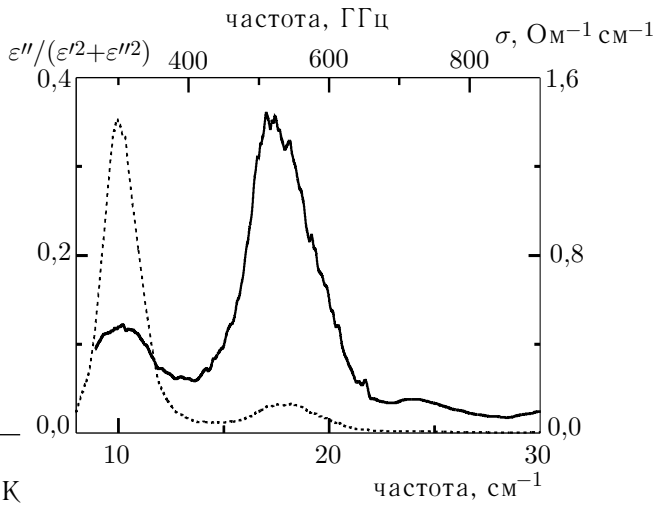


Рис. 2. Спектры функции потерь $\varepsilon''/(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)$ (пунктир) и динамической проводимости (сплошная линия) кристалла $SmLa_{0,85}Sr_{0,15}CuO_{4-\delta}$, измеренные перпендикулярно кристаллографическим плоскостям CuO при температуре 6 К

В качестве инструмента для изучения динамики зарядов в ВТСП-купратах в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO (вдоль оси c), в последнее время привлекают внимание специфические плазменные колебания куперовских пар, называемые джозефсоновскими плазмонами: в сверхпроводящей фазе, благодаря возникновению слабых связей между плоскостями CuO, происходит делокализация куперовских пар в направлении оси c. В результате становятся возможными коллективные плазменные колебания сверхпроводящего конденсата. Было высказано предположение, что наряду с обычными продольными плазмонами в ВТСП-материалах с более чем одним типом прослоек между плоскостями CuO должны существовать экзотические поперечные джозефсоновские плазмоны [13]. С помощью измерения спектров отражения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн нам удалось впервые экспериментально наблюдать такой поперечный плазмон в соединении $SmLa_{0,85}Sr_{0,15}CuO_{4-\delta}$ [14]. Рисунок 2 демонстрирует его наличие в виде максимума в спектре проводимости, наряду с двумя продольными плазмонами, проявляющимися в виде пиков в спектрах функции потерь $\varepsilon''/(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)$ [15].

2.2. Одномерные проводники

Одномерные проводники имеют целый ряд свойств (например, наличие в них волн зарядовой и спиновой плотности), которые присущи им именно в силу пониженной размерности и делают их весьма интересными для фундаментальных и прикладных исследований. Известно, что в одномерном случае важную роль в электронных свойствах веществ играют флуктуации параметра порядка. Поскольку влияние флуктуационных эффектов на транспортные свойства одномерных проводников практически не изучено, нами были проведены такие исследования с применением ЛОВ-спектроскопии в сочетании с СВЧ резонаторным и ИК-спектрометрами, которые позволили наблюдать спектральные особенности, напрямую связанные с флуктуациями волн зарядовой плотности. На рис. 3 показаны спектры динамической проводимости одномерных проводников $K_{0,3}MoO_3$ и $(TaSe_4)_2I$. Видна сильная анизотропия и максимумы в продольной поляризации на частотах ниже 50 см$^{-1}$, природу которых мы связываем с флуктуациями волн зарядовой плот-

ности, существующими уже при 300 К: сегменты флуктуационно возникающей волны зарядовой плотности испытывают локальный пиннинг, что ведёт к отклику в виде максимума в спектре проводимости. Наряду с этим, благодаря конечной температуре, волна зарядовой плотности в определённой степени делокализуется и даёт коллективный вклад в статическую проводимость [16].

2.3. Соединения с тяжёлыми фермионами

Взаимодействие электронов проводимости с локальными магнитными моментами в соединениях с тяжёлыми фермионами ведёт к образованию коррелированного основного состояния. Его свойства могут быть описаны в рамках теории ферми-жидкости, рассматривающей квазичастицы с эффективной массой, которая может достигать сотен и тысяч масс свободного электрона. Предполагается, что взаимодействие таких квазичастиц с подсистемой упорядоченных магнитных моментов может играть ключевую роль в формировании наиболее загадочного явления в соединениях с тяжёлыми фермионами — сверхпроводимости [17, 18]. Динамика квазичастиц, сосуществующих с магнитным порядком, исследовалась нами на примере соединений UPd_2Al_3 ($T_N = 14$ К) и UPt_3 ($T_N = 5$ К). Полученные результаты иллюстрирует рис. 4. При температуре $T = 300$ К спектры имеют вид, типичный для проводника [15]. С понижением температуры ниже температуры когерентности для обоих материалов наблюдается возрастание низкочастотной

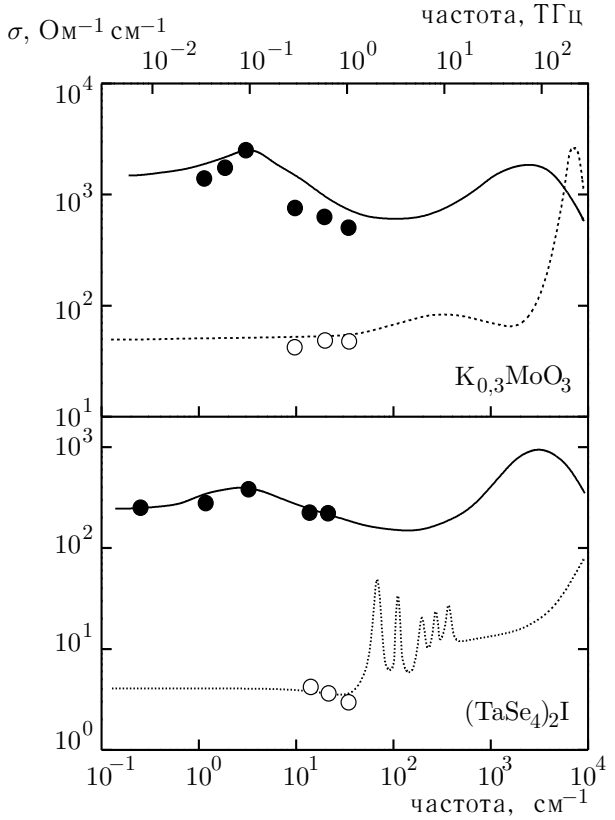


Рис. 3. Динамическая проводимость одномерных проводников $K_{0,3}MoO_3$ и $(TaSe_4)_2I$ вдоль (сплошная линия) и поперёк (пунктир) оси наибольшей проводимости. Точки соответствуют квазиоптическим (на частотах выше 10 см$^{-1}$) и СВЧ резонаторным (на частотах ниже 10 см$^{-1}$) измерениям при комнатной температуре

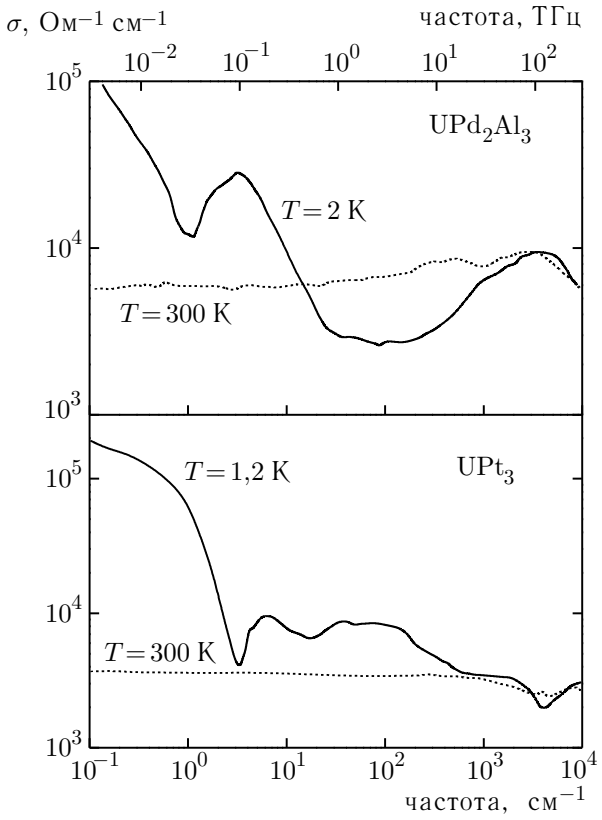


Рис. 4. Широкодиапазонные спектры динамической проводимости соединений с тяжёлыми фермионами UPd_2Al_3 и UPt_3, измеренные при комнатной температуре (пунктир) и в магнитоупорядоченной фазе (сплошные линии)

проводимости, отвечающее возникновению узкой друдевской компоненты тяжёлых квазичастиц. При $T < T_{\mathrm{N}}$ в спектрах проводимости возникают щели чрезвычайно малой величины (порядка 1 мэВ). Анализ показывает [19], что природа щелей должна быть связана с антиферромагнитным упорядочением и что само формирование тяжёлых квазичастиц в основном состоянии должно быть обусловлено взаимодействием подвижных электронов с магнитной фазой. Представляется интересным, насколько общими являются эти заключения для магнитных и немагнитных материалов с тяжёлыми фермионами.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрированы перспективы новых методик диэлектрических измерений на миллиметровых и субмиллиметровых волнах (терагерцовых и субтерагерцовых частотах) для исследований физических свойств соединений с выраженными электронными коллективными эффектами: в результате измерений сверхпроводников, одномерных проводников и соединений с тяжёлыми фермионами обнаружены ранее неизвестные и теоретически предсказанные низкоэнергетические возбуждения.

Авторы благодарят коллективы Отдела субмиллиметровой спектроскопии Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН и 1-го Физического института Штуттгартского университета, в сотрудничестве с которыми были получены представленные результаты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05–02–16490а), Программы Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред» и Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Проблемы радиофизики».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kozlov G., Volkov A. // Appl. Phys. 1998. V. 74. P. 51.
2. Волков А. А., Прохоров А. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 1.
3. Volkov A. A., Goncharov Yu. G., Kozlov G. V., et al. // Infrared Phys. 1985. V. 25. P. 369.
4. Volkov A. A., Kozlov G. V., Prokhorov A. M. // Infrared Phys. 1989. V. 29. P. 747.
5. van Slageren J., Vongtragool S., Gorshunov B., et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2003. V. 5. P. 3 837.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
7. Волков А. А., Горшунов Б. П., Козлов Г. В. и др. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1992. Т. 5, № 8. С. 1 524.
8. Волков А. А., Горшунов Б. П., Козлов Г. В. и др. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104, № 7. С. 2 546.
9. Schwartz A., Dressel M., Blank A., et al. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66, No. 4. P. 2 943.
10. Волков А. А., Горшунов Б. П., Козлов Г. В. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95, № 1. С. 261.
11. Gorshunov B. P., Pronin A. V., Volkov A. A., et al. // Physica B. 1998. V. 244. P. 15.
12. Tajima S., Fudamoto Y., Kakeshita T., et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. Article no. 094 508.
13. van der Marel D., Tsvetkov A. // Czech. J. Phys. 1996. V. 46. P. 3 165.
14. Kakeshita T., Uchida S., Kojima K. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 4 140.
15. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М.: Физматгиз, 1961.
16. Schwartz A., Dressel M., Alavi B., et al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 5 643.
17. Jourdan M., Huth M., Adrian H. // Nature. 1999. V. 398. P. 47.
18. Sato N. K., Aso N., Miyake K., et al. // Nature. 2001. V. 410. P. 340.
19. Dressel M., Kasper N., Petukhov K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Article no. 186 404.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 14 сентября 2005 г.

SUBMILLIMETER SPECTROSCOPY OF MATERIALS WITH ELECTRONIC CORRELATIONS

B. P. Gorshunov, A. S. Prokhorov, I. E. Spektor, and A. A. Volkov

We describe the techniques to measure the electrodynamic response of the conducting materials at the millimeter and submillimeter wavelengths. We analyze the dielectric spectra for a number of materials whose properties are determined by the electron correlations: superconductors, one-dimensional conductors, heavy fermion compounds.

УДК 621.314.26+538.911

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ И ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНАХ ПО ГАРМОНИКЕ СИГНАЛА СИНТЕЗАТОРА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В. Л. Вакс [1], *Ю. И. Кошуринов* [2], *Д. Г. Павельев* [2], *А. Н. Панин* [1]

[1] Институт прикладной физики РАН;
[2] Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Представлена система фазовой автоподстройки частоты лампы обратной волны в диапазоне 667÷÷857 ГГц по 34–45 гармонике опорного сигнала синтезатора сантиметрового диапазона длин волн. Умножение частоты опорного синтезатора в системе фазовой автоподстройки частоты осуществляется с помощью субгармонического смесителя на полупроводниковых сверхрешётках. Смеситель, работающий при комнатной температуре, имеет нелинейную электронную проводимость.

Огромный интерес, проявляемый к терагерцовому частотному диапазону многими исследователями, обусловлен новыми возможностями для исследований, в первую очередь, в области микроволновой спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Создание новых приборов терагерцового диапазона в значительной степени стимулирует и радиоастрономические исследования [1, 2].

На сегодняшний день исследования в области микроволновой спектроскопии и радиоспектроскопии сдерживаются ограниченным доступом к приборам терагерцового диапазона. Это связано, прежде всего, с тем, что до недавнего времени отсутствовали эффективные источники и детекторы терагерцового излучения. Большинство терагерцовых источников либо имели низкую интенсивность, как тепловые источники, либо были громоздкими и не перестраивались по частоте, как молекулярные лазеры. Единственный источник широкодиапазонного когерентного излучения — лампа обратной волны (ЛОВ) — работает в диапазоне частот до 1 250 ГГц. Недавно был создан спектрометр на основе фемтосекундного лазера [3], способный решать разнообразные задачи, такие, как спектроскопия биологических молекул [4], спектроскопия жидкостей [5, 6] и твёрдых тел [7, 8]. Спектральное разрешение таких спектрометров не превышает 1 ГГц, что совершенно не достаточно для задач спектроскопии высокого разрешения.

Необходимым условием достижения высокого и сверхвысокого разрешения в спектроскопии является наличие источника излучения с узким спектром и точной установкой частоты излучения. Спектроскопические требования к параметрам частоты и спектра высококачественного источника излучения определяются, как правило, необходимостью разрешения доплеровского уширения линий (порядка 10^{-6}), определения частот спектральных линий и перемещений их центров с точностью $10^{-8}\div10^{-10}$. Создание источников терагерцового излучения с узким спектром и точной установкой частоты с последующим переносом частоты этого сигнала путём умножения в высокочастотную часть терагерцового диапазона на сегодняшний день является актуальной задачей.

Основной частью такого терагерцового источника является синтезатор частот, который представляет собой систему последовательного умножения (на основе фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) генераторов различных диапазонов) частоты опорного синтезатора, как правило, сантиметрового диапазона длин волн. Впервые описанный в [9] субмиллиметровый синтезатор частот, работающий на частотах до 840 ГГц, имеет 6 колец умножения частоты. Традиционно

в качестве нелинейного элемента в гармонических смесителях гигагерцового диапазона частот широко применяются планарные полупроводниковые диоды с барьером Шоттки [10–16]. Однако применение диодов с барьером Шоттки в терагерцовом диапазоне требует увеличения предельной частоты работы диода $f_{\rm p}$ (верхней границы рабочего диапазона диода), что затруднено по причине ряда существующих ограничений. С одной стороны, предельная частота определяется особенностями физических процессов, протекающих в полупроводниковой структуре: в частности, для диодов с барьером Шоттки инерционностью электронов при пролёте активной области. Так, время пролёта для лучших диодов составляет порядка 1 пс [15]. С другой стороны, предельная частота в значительной степени обусловлена влиянием паразитных ёмкости C и последовательного сопротивления $R_{\rm s}$ диода: $f_{\rm p} = 1/(2\pi R_{\rm s} C)$. Сопротивление диода включает сопротивления толщи полупроводника, контактных соединений и выводов диода. Ёмкость диода с барьером Шоттки с площадью активной области несколько квадратных микрон в настоящее время составляет не менее 3 фФ [13–15], а уменьшение последовательного сопротивления диода путём увеличения легирования полупроводника ограничено концентрацией примеси $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ [14, 15].

Более короткие времена отклика и меньшие ёмкости были получены путём создания планарных диодов на основе полупроводниковых сверхрешёток [17–19]. Особенностью вольт-амперной характеристики сверхрешёток является наличие участка с отрицательной дифференциальной проводимостью [12], которая сохраняется вплоть до частот выше 1 ТГц [13]. Совокупность этих свойств делает сверхрешётки весьма привлекательным объектом исследований, т. к. изготовленные на их основе генераторы и умножители частоты, а также детекторы и смесители могут быть использованы при создании новых твердотельных источников и приёмников электромагнитных колебаний терагерцового диапазона.

В работе [20] было проведено сравнение планарных диодов на основе полупроводниковых сверхрешёток с планарными диодами Шоттки субмиллиметрового диапазона длин волн. Для этого была использована известная методика [21], применение которой позволяет не использовать приёмники терагерцового диапазона. По этой методике диод облучается сигналами разных частот $F_{\rm s}$ и $F_{\rm p}$ от двух микроволновых источников. Возникающий в диоде низкочастотный сигнал биений между гармониками с частотами $mF_{\rm s}$ и $nF_{\rm p}$, где n и m — целые числа, имеет частоту $f_{\rm if} = mF_{\rm s} - nF_{\rm p}$. Сигнал биений усиливается малошумящим усилителем и наблюдается на экране анализатора спектра. Перестраивая частоты $F_{\rm s}$ и $F_{\rm p}$ генераторов, по смещению частоты $f_{\rm if}$ на экране анализатора спектра можно определить номера n и m гармоник, возникающих в диоде. Для исследования микроволновых свойств диодов с барьером Шоттки и диодов на основе полупроводниковых сверхрешёток их размещали в камерах с волноводными входами. Измерительный комплекс состоял из двух синтезаторов диапазона $80 \div 120$ ГГц, набора ослабителей, малошумящего усилителя диапазона $1 \div 2$ ГГц, анализатора спектра диапазона от 9 кГц до 3 ГГц и источников постоянного тока. При данных эквивалентных условиях измерений максимальная наблюдаемая частота гармоник для диода на основе полупроводниковых сверхрешёток составила 3 000 ГГц, для диода с барьером Шоттки — 1 800 ГГц. Экспериментальная зависимость уровня низкочастотного сигнала биений от частоты гармоник $f_{\rm s} = mF_{\rm s}$ и $f_{\rm p} = nF_{\rm p}$ для диода с барьером Шоттки аппроксимировалась степенным полиномом с показателем степени $-5{,}3$, а для диодов на основе полупроводниковых сверхрешёток — с показателем степени $-3{,}6$ (см. рис. 1).

Полученные результаты позволяют с успехом использовать диоды на основе легированных полупроводниковых сверхрешёток для построения умножителей частоты и субгармонических смесителей терагерцового диапазона.

В настоящее время известны системы фазовой автоподстройки частоты ламп обратной волны в диапазоне до 380 ГГц с использованием субгармонических смесителей на диодах с барьером Шоттки по опорному источнику сигнала сантиметрового диапазона длин волн ($8 \div 18$ ГГц) [13].

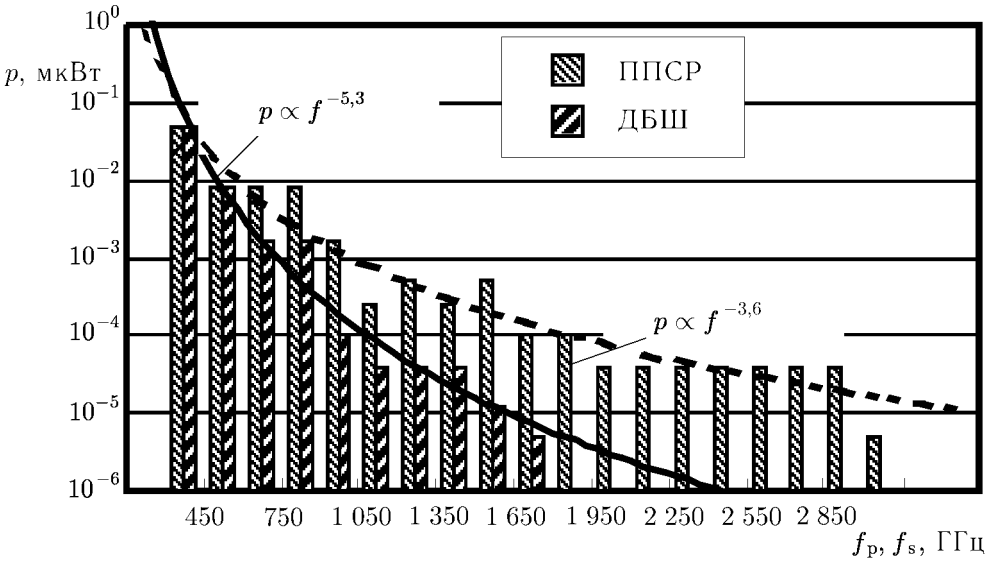


Рис. 1. Сравнительные характеристики планарных диодов с барьером Шоттки (ДБШ) и диодов на основе полупроводниковых сверхрешёток (ППСР): зависимости мощности сигнала биений p от частот гармоник f_s и f_p

В системе [13] синхронизация ЛОВ осуществляется по гармоникам с номерами от 16 до 26 сигнала опорного синтезатора HP 8673E с выходной мощностью 20 мВт. В системе фазовой автоподстройки частоты ЛОВ в диапазоне от 380 до 1 000 ГГц в качестве опорного сигнала используются гармоники с номерами от 4 до 10 сигналов синтезаторов диапазона 78÷118 ГГц или 118÷178 ГГц [22, 23].

Ниже описывается система фазовой автоподстройки частоты ламп обратной волны ОВ-80 диапазона 526÷714 ГГц и ОВ-81 диапазона 667÷857 ГГц, в которой применялся субгармонический смеситель на полупроводниковых сверхрешётках. В этой системе синхронизация осуществлялась по гармоникам с номерами от 34 до 45 сигнала опорного синтезатора диапазона 16÷20 ГГц. Для оптимального выбора режима работы были проведены измерения характеристик умножителя на полупроводниковых сверхрешётках с целью его применения в качестве источника излучения с частотой до 2,5 ТГц и измерения характеристик субгармонических смесителей на полупроводниковых сверхрешётках для систем синхронизации ЛОВ на частотах до 1 ТГц. Проведённые измерения характеристик умножителей частоты на полупроводниковых сверхрешётках показали, что необходимая мощность входного сигнала должна составлять от 12 до 20 мВт. Также исследовалась возможность работы умножителей на полупроводниковых сверхрешётках при наличии напряжения смещения. Для изучения влияния напряжения смещения на характеристики полупроводниковых сверхрешёток в экспериментальной установке в качестве входного источника сигнала использовался синтезатор частоты диапазона 8÷18 ГГц с выходной мощностью до 100 мВт. Применение такого синтезатора позволило сравнивать характеристики полупроводниковых сверхрешёток в двух различных режимах: при наличии напряжения смещения и без него.

В результате эксперимента было установлено, что при наличии напряжения смещения необходимая мощность входного сигнала уменьшается, но при этом возрастает шум в выходном сигнале и в некоторых точках частотного диапазона выходной сигнал обладает частотной модуляцией. Это свидетельствует о плохом согласовании тракта опорного генератора с входом умножителя на полупроводниковых сверхрешётках при наличии смещения. Качественные измерения шумов субгармонических смесителей на полупроводниковых сверхрешётках в тракте промежуточной

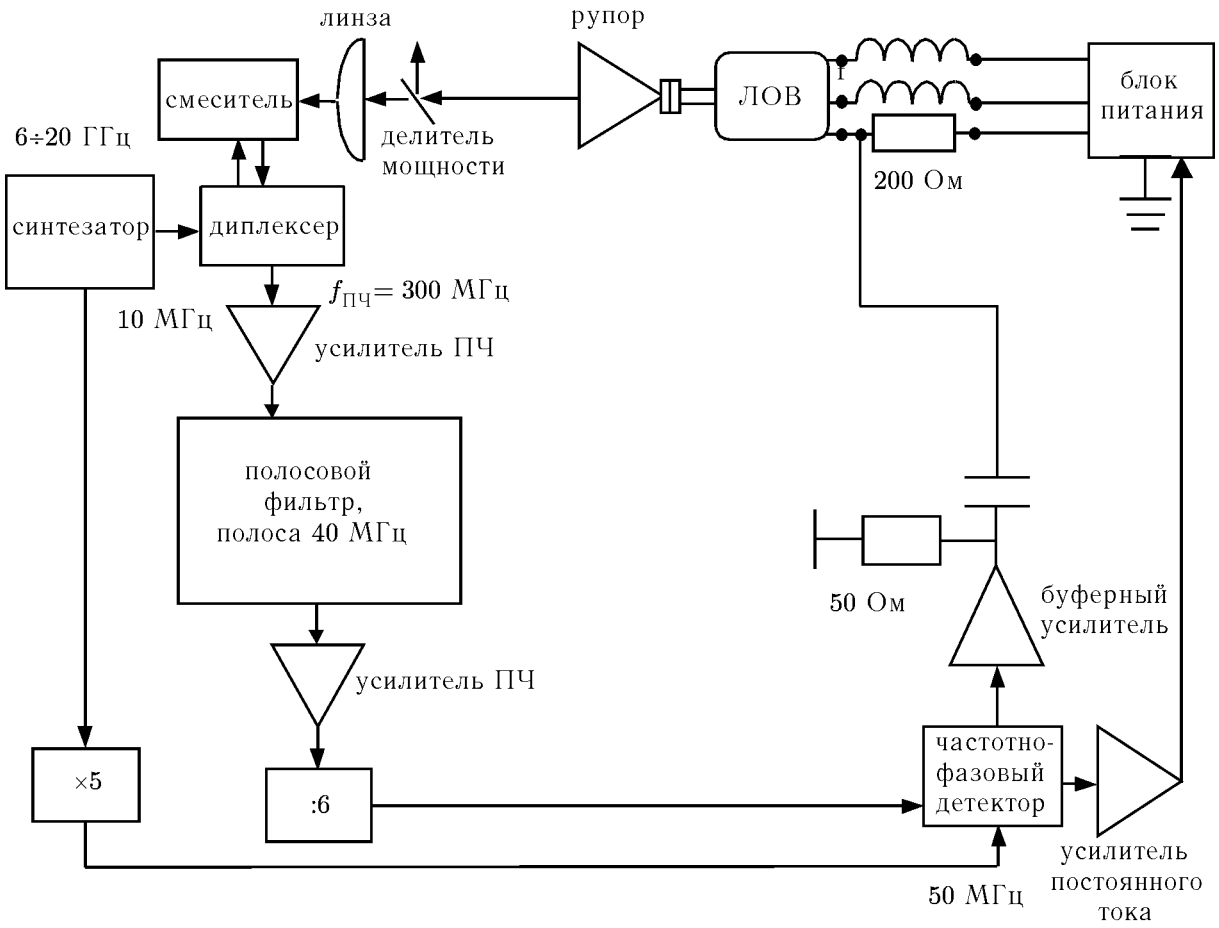


Рис. 2. Схема системы ФАПЧ

частоты (ПЧ) показали, что при использовании в качестве усилителей промежуточной частоты промышленных усилителей М42136 (НПП «Салют») с коэффициентом шума $k_ш = 2$ дБ при $t = 25\,°C$ шумы смесителя были больше шумов усилителя не менее чем на 5 дБ. Измерения проводились при помощи спектроанализатора «Hewlett Packard E4402B». Коэффициент преобразования субгармонического смесителя входного сигнала с частотой $f_{ЛОВ} = 844$ ГГц и мощностью 0,5 мВт с 44-й гармоникой сигнала опорного генератора с частотой $f_{СЧ} = 19{,}175$ ГГц и мощностью $P_{СЧ} = 20$ мВт составил 80 дБ.

Блок-схема системы фазовой автоподстройки частоты ЛОВ ОВ-80 и ОВ-81 приведена на рис. 2. В этой установке опорным генератором служит синтезатор диапазона 0,01÷20 ГГц. В диапазоне 667÷857 ГГц синхронизация осуществляется на гармониках с номерами от 34 до 45 сигнала опорного синтезатора. Тракт ПЧ состоит из трёх усилителей М42136 и полосового фильтра с полосой пропускания 40 МГц на частоте $f_{ПЧ} = 300$ МГц. Общий коэффициент усиления усилителя промежуточной частоты составляет 85 дБ. Для повышения отношения сигнал/шум сигнала, поступающего на частотно-фазовый детектор, ширина полосы пропускания канала ПЧ выбиралась как можно уже, но при этом учитывалась ширина спектра сигнала свободно генерирующей ЛОВ, составляющая 20 МГц. Управление частотой ЛОВ осуществлялось по двухканальной схеме.

Сигнал управления после частотно-фазового детектора разделялся на два канала: низкочастотный (от 0 до 40 кГц) и высокочастотный (выше 40 кГц). Частотно-фазовый детектор собран на микросхеме PE3336 фирмы «Peregrine» с частотой опорного сигнала $f_{ЧФД} = 50$ МГц. Управле-

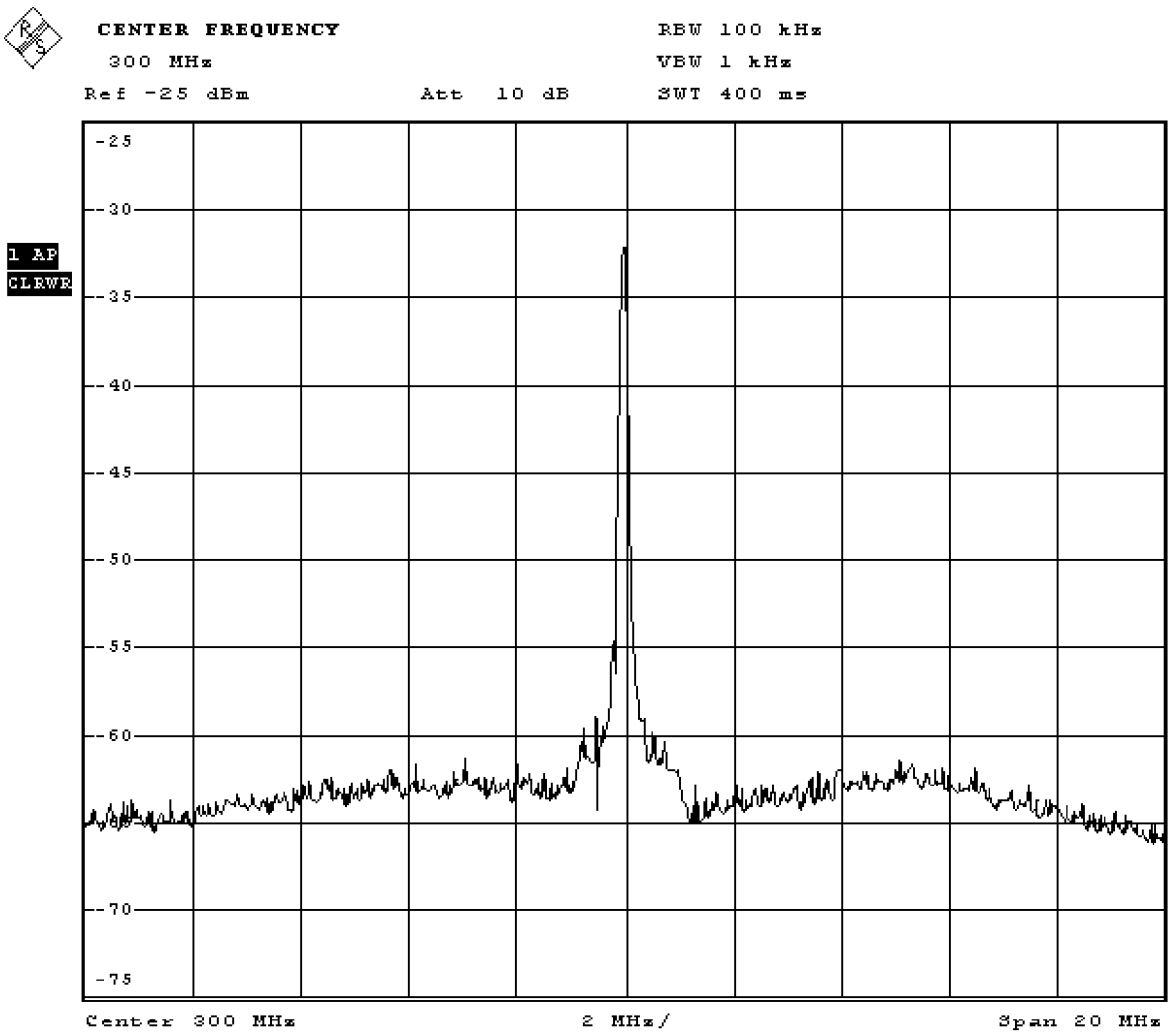


Рис. 3. Спектрограмма сигнала промежуточной частоты ($f_{\text{ПЧ}} = 300$ МГц) выходного сигнала ЛОВ с частотой $f_{\text{ЛОВ}} = 844$ ГГц и 44-й гармоники сигнала синтезатора частоты с $f_{\text{СЧ}} = 19{,}175$ ГГц и мощностью 20 мВт, полученная с помощью анализатора спектра «Rohde Schwarz 1993.4495.30»

ние частотой ЛОВ по низкочастотному каналу происходит через высоковольтный блок питания. Сигнал управления высокочастотного канала подаётся через разделительную ёмкость непосредственно на катод ЛОВ. Такая схема управления частотой ЛОВ позволяет получить наиболее широкую полосу синхронизации, равную 5 МГц.

Анализ спектральных характеристик излучения ЛОВ с фазовой автоподстройкой частоты осуществлялся по сигналу промежуточной частоты. На рис. 3 изображён спектр сигнала промежуточной частоты ($f_{\text{ПЧ}} = 300$ МГц) выходного сигнала ЛОВ $f_{\text{ЛОВ}} = 844$ ГГц и 44-й гармоники сигнала синтезатора частоты с $f_{\text{СЧ}} = 19{,}175$ ГГц и мощностью 20 мВт. Измерения проводились на спектроанализаторе «Rohde Schwarz 1093.4495.30».

Анализ полученных результатов по синхронизации ЛОВ и характеристик субгармонических смесителей на полупроводниковых сверхрешётках позволяет рассчитывать на то, что по такой схеме можно синхронизировать ЛОВ на частотах до 1 ТГц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Winnewisser G. // J. Mol. Sctruc. 1997. V. 408–409. P. 1.
2. Koshelets V. P., Ermakov A. B., Shitov S. V., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11, No. 1. P. 1 211.
3. Davies A. G., Linfield E. H., Johnston M. B. // Phys. Med. Biol. 2002. V. 47. P. 3 679.
4. Markelz A., Whitmire S., Hillebrecht J., Birge R. // Phys. Med. Biol. 2002. V. 47. P. 3 797.
5. McElroy R., Wynne K. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3 078.
6. Haran G., Sun W.-D., Wynne K., et al. // Chem. Phys. Lett. 1997. V. 274. P. 365.
7. Divin Y. Y., Volkov O. Y., Liatti M., et al. // Physica C. 2002. V. 416. P. 372.
8. Murakami H., Kiwa T., Tonouchil M., et al. // Physica C. 2002. V. 367. P. 322.
9. Вакс В. Л., Герштейн Л. И., Масловский А.В. // Приборы и техника эксперимента. 1984. № 6. С. 201.
10. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Г. Уотсона. М.: Мир, 1972. С. 217.
11. Техника спектроскопии в дальней инфракрасной субмиллиметровой и миллиметровой областях спектра / Под ред. Т. М. Лифшица. М.: Мир, 1970.
12. Calviello J. A. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1979. V. 26. P. 1 273.
13. Lewen F., Gendriesh R., Pak I., et al. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 32.
14. Maiwald F., Lewen F., Vowinkel B., et al. // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 1999. V. 9. P. 198.
15. Maiwald F., Lewen F., Ahrens V., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2000. V. 202. P. 166.
16. Lin C.-I., Vogt A., Rodriguez-Girones M., et al. Pt/n-GaAs Schottky Diodes Using INAS-Electrode for THz-Applications: Annual Report. 1998. 33 p.
17. Brandl S., Schomburg E., Scheuerer R., et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 3 117.
18. Schomburg E., Hofbeck K., Scheuerer R., et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. Article no. 155320.
19. Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. P. 61.
20. Pavel'iev D., Koschurinov Yu., Ustinov V., et al. // Proc. Symp. MSHW 2001, Kharkov, Ukraine, June 4–9, 2001. P. 744.
21. Woods D. R., Strauch R. G. // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 673.
22. Winnewisser G., Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., et al. // J. Mol. Spectrosc. 1994. V. 165. P. 294.
23. Bogey M., Civis S., Delcroix B., et al. // J. Mol. Spectrosc. 1997. V. 182. P. 85.

Поступила в редакцию 17 июня 2005 г.; принята в печать 16 ноября 2005 г.

DEVELOPMENT OF SUBTHZ AND THZ PHASE-LOCKED-LOOP (PLL) SYSTEM USING A HARMONIC OF A CENTIMETER-WAVELENGTH SYNTHESIZER SIGNAL

V. L. Vaks, Yu. I. Koshurinov, D. G. Pavel'ev, and A. N. Panin

A phase-locked-loop (PLL) system of a 667–857-GHz backward-wave oscillator, operated by the 30–45-th harmonic of a reference signal of centimeter-wavelength synthesizer, is presented. Multiplication of the reference-synthesizer frequency in the PLL system is realized by using a semiconductor super-lattice subharmonic mixer, which is operated at room temperature and has the nonlinear electron conductivity.

УДК 535.8+537.8

ГЕНЕРАЦИЯ И РЕГИСТРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ

Р. А. Ахмеджанов, А. И. Корытин, А. Г. Литвак, А. М. Сергеев, Е. В. Суворов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В статье представлены результаты экспериментов по генерации импульсного терагерцового излучения в кристалле ZnTe при нелинейно-оптическом выпрямлении мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Применимость импульсов терагерцового излучения для спектроскопии протестирована на вращательных линиях поглощения паров воды в атмосфере. Измерены панорамные спектры поглощения ряда растворителей и растворов белков в диапазоне от 0,2 до 2 ТГц.

ВВЕДЕНИЕ

Создание эффективных источников электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне (1÷50 ТГц) является весьма актуальной радиофизической и инженерной задачей. Этот относительно «новый» вид излучения может найти применение при физико-химическом анализе материалов, в медицине для эхографии и томографии тканей, при мониторинге земной атмосферы и т. д. [1–6].

В последнее время достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких импульсов излучения в терагерцовом диапазоне оптическими методами, среди которых наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических материалов [7, 8]. Генерацию терагерцового излучения в этих материалах можно рассматривать как своеобразное выпрямление оптического импульса: при взаимодействии интенсивного оптического излучения с нелинейной средой спектральные компоненты, присутствующие в ультракоротком лазерном импульсе, возбуждают сверхкороткий (с длительностью от одного до нескольких периодов) импульс, спектр которого простирается от долей до нескольких единиц и даже десятков терагерц (терагерцовый импульс). В принципе, спектральная ширина терагерцового импульса может достигать спектральных ширин возбуждающего оптического излучения. Именно поэтому, несмотря на относительно невысокий по сравнению с фотопроводниковыми антеннами коэффициент преобразования, использование эффекта оптического выпрямления в электрооптических кристаллах для целей спектроскопии предпочтительнее. Естественно, максимальная эффективность генерации и наибольшая спектральная ширина импульса обеспечиваются при выполнении определённых условий: отсутствии группового запаздывания, слабости фононного поглощения и т. д.

Для регистрации терагерцового излучения обычно применяется метод электрооптического стробирования последовательности идентичных следующих с высокой частотой повторения низкочастотных электромагнитных импульсов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Идея метода основана на эффекте Поккельса — изменении состояния поляризации оптического излучения под действием внешнего электрического поля. Изменение времени задержки пробного фемтосекундного импульса относительно лазерного импульса, генерирующего низкочастотную волну, позволяет измерять временнóе распределение напряжённости электрического поля с субпикосекундным разрешением. Среди достоинств этого метода детектирования — высокая

чувствительность, широкая полоса и большой динамический диапазон, простота использования и т. д.

Когерентный характер генерации и детектирования с использованием электрооптических материалов обеспечивает возможность измерения амплитудных и фазовых характеристик терагерцового излучения, прошедшего через исследуемое вещество, и определения как действительной, так и мнимой частей диэлектрической проницаемости в широком частотном диапазоне с высоким (до 10^4) [9] отношением сигнал/шум.

В настоящее время одним из наиболее оптимальных кристаллов для выпрямления фемтосекундных импульсов излучения титан-сапфирового лазера является ZnTe. Ширина запрещённой зоны ZnTe равна 2,28 эВ; следовательно, этот кристалл прозрачен в ближнем инфракрасном диапазоне. Низкочастотные фононные резонансы ZnTe имеют узкий пик поглощения в районе 5,3 ТГц, а в остальной части спектра от 0,1 до 40 ТГц кристалл прозрачен. Кристалл ZnTe обладает высокой квадратичной нелинейностью: 4 пм/В, и является одним из наиболее оптимальных образцов и для детектирования терагерцового излучения. При его использовании эквивалентная мощность шума равна $2{,}7 \cdot 10^{-17}$ Вт $\cdot$ Гц$^{1/2}$, а чувствительность по напряжённости поля составляет 3 мВ/см $\cdot$ Гц$^{1/2}$. Наконец, для кристалла ZnTe минимально групповое запаздывание (не более 1 пс/см) при использовании фемтосекундных титан-сапфировых лазеров [9]. Отметим, что применение электрооптических кристаллов открывает широкие возможности для теравидения, поскольку позволяет легко конвертировать терагерцовое изображение в оптическое с высоким пространственным и временны́м разрешением [10].

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты, касающиеся генерации и детектирования сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне в кристалле ZnTe, и измерения спектров поглощения ряда жидких образцов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Для генерации и регистрации дальнего инфракрасного излучения использовалась фемтосекундная лазерная система «Spitfire», обладающая следующими параметрами: энергия импульсов 2 мДж, длительность импульса 45 фс, центральная длина волны 795 нм, частота следования импульсов 1 кГц, диаметр лазерного пучка 7 мм. Лазерное излучение разделялось на два канала с помощью светоделителя — пары клиньев из кварцевого стекла КУ-1, обеспечивающего коэффициент деления 1/600. Прошедшее через первый клин излучение использовалось для генерации, а отражение от второго клина — для регистрации электромагнитных импульсов в дальнем инфракрасном диапазоне. В канале лазерного излучения накачки помещалась оптическая линия задержки, состоящая из зеркального уголкового отражателя, помещённого на линейный моторизованный позиционер. Точность позиционирования составляла 0,125 мкм при длине сканирования 10 см. Фемтосекундные лазерные импульсы с горизонтальной поляризацией подавались на генератор — пластину ZnTe с размерами $10 \times 10 \times 1$ мм и ориентацией $\langle 110 \rangle$, где происходило преобразование частоты. Кристалл генератора поворачивался на угол 45° для оптимального преобразования [11] и получения низкочастотной волны с горизонтальной поляризацией. Прошедшее лазерное излучение отсекалось фторопластовым фильтром, который обладает высоким коэффициентом пропускания для низкочастотного излучения. С помощью трёх параболических зеркал низкочастотные импульсы фокусировались на поверхность электрооптического кристалла приёмника — пластины ZnTe с размерами $10 \times \times 10 \times 1$ мм и ориентацией $\langle 110 \rangle$.

Диаметр лазерного пучка в пробном канале уменьшался с помощью зеркального четырёхкратного телескопа для согласования размеров пучков в приёмнике. Пробное лазерное излучение

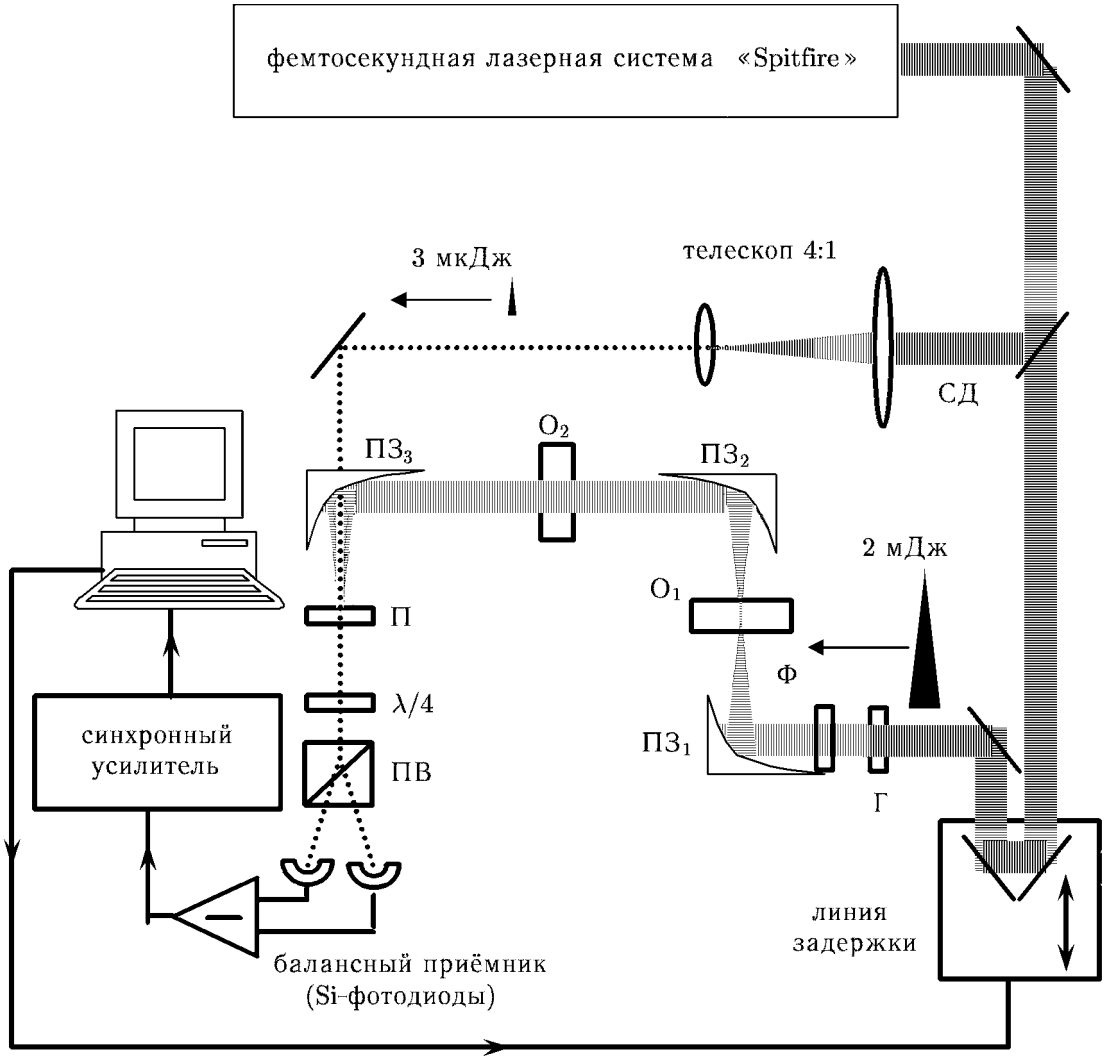


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для генерации и регистрации дальнего инфракрасного излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов: СД — светоделитель 1/600; Г и П — соответственно генератор и приёмник низкочастотного излучения: кристаллы ZnTe с толщиной 1 мм и ориентацией $\langle 110 \rangle$; Ф — фильтр из фторопласта ФТ-4; O_1 и O_2 — места для помещения жидких/твердотельных и газообразных образцов; $ПЗ_1$, $ПЗ_2$ и $ПЗ_3$ — параболические зеркала; $\lambda/4$ — четвертьволновая фазовая пластинка; ПВ — призма Волластона

с горизонтальной поляризацией подавалось на поверхность кристалла приёмника через отверстие в параболическом зеркале под углом 5° к направлению распространения низкочастотного излучения. Изменения поляризации пробного лазерного излучения под действием электрического поля низкочастотной волны анализировались с помощью фазовой пластинки, призмы Волластона и пары кремниевых фотодиодов, включённых по балансной схеме. Разностный фототок регистрировался синхронным усилителем SR510. Общее управление экспериментальной установкой, сбором данных и их первичной обработкой осуществлялось через компьютер программой, созданной с помощью пакета «Labview».

Временна́я зависимость напряжённости электрического поля терагерцового импульса определялась по изменению состояния поляризации пробных лазерных импульсов при сканировании их временно́й задержки относительно импульсов накачки. На рис. 2 изображены распределение

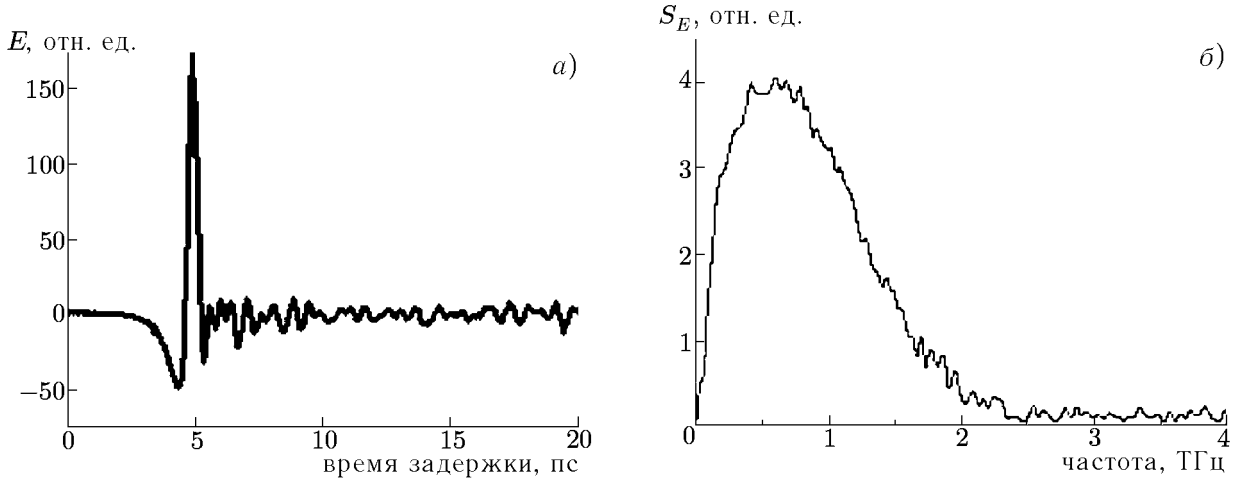


Рис. 2. Типичное распределение напряжённости электрического поля импульса низкочастотного электромагнитного излучения (*а*) и его фурье-спектр (*б*)

напряжённости поля и фурье-спектр низкочастотного импульса. Почти вся энергия импульса сосредоточена в одной осцилляции поля с масштабом порядка 1 пс, при этом ширина спектра импульса сравнима с его центральной частотой — 1 ТГц. Напряжённость электрического поля терагерцового импульса оценивалась по отношению амплитуды модуляции поляризации пробного лазерного излучения к полуволновому напряжению ZnTe для статического поля. Такая оценка вполне допустима, поскольку спектр терагерцового импульса лежит ниже низкочастотных фононных резонансов кристалла ZnTe. Согласно оценкам максимальная напряжённость электрического поля на поверхности кристалла приёмника была равна 20 кВ/см, что соответствует интенсивности 0,4 МВт/см^2.

Если предположить, что диаметр пучка терагерцового импульса на поверхности кристалла приёмника равен 1 мм (3 длины волны) при числовой апертуре фокусирующей оптики, равной 0,5, мощность терагерцового импульса можно оценить в 3 кВт, что соответствует энергии 3 нДж. Таким образом, эффективность преобразования высокочастотного оптического излучения в низкочастотное (терагерцовое) равна 10^{-6}. Типичное отношение сигнал/шум при измерении терагерцовых импульсов составляло 10^3.

Спецификой установки является использование лазерных импульсов с высокой энергией, что позволяет получить высокую напряжённость электрического поля в терагерцовом импульсе. В то же время низкая частота следования импульсов существенно ограничивает отношение сигнал/шум.

Широкий спектр терагерцовых импульсов (рис. 2*б*) открывает богатые возможности для спектроскопии вращательных и колебательных переходов молекул. Методика измерений при импульсной терагерцовой спектроскопии (Time-Domain Spectroscopy) заключается в следующем (см. рис. 3):

1) измеряются временны́е формы терагерцового импульса при отсутствии и наличии исследуемого образца между генератором и детектором;

2) с помощью преобразования Фурье (ПФ) определяются их амплитудные и фазовые спектры;

3) спектры поглощения и показателя преломления образца вычисляются по разностным спектрам, определяемым следующими соотношениями:

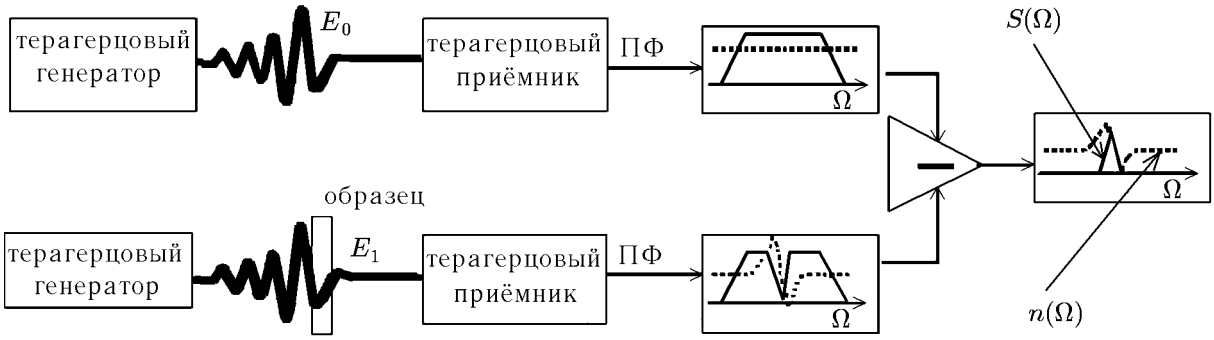


Рис. 3. Блок-схема измерений в импульсной терагерцовой спектроскопии

$$S(\Omega) = \frac{1}{L}\ln\left\{\frac{\left|\int\limits_0^\infty E_0(t)\exp(i\Omega t)\,\mathrm{d}t\right|^2}{\left|\int\limits_0^\infty E_1(t)\exp(i\Omega t)\,\mathrm{d}t\right|^2}\right\}, \qquad n(\Omega) = \frac{c}{L\Omega}\,\mathrm{Im}\left(\ln\left\{\frac{\int\limits_0^\infty E_0(t)\exp(i\Omega t)\,\mathrm{d}t}{\int\limits_0^\infty E_1(t)\exp(i\Omega t)\,\mathrm{d}t}\right\}\right) + 1,$$

где Ω — частота, L — длина образца, c — скорость света, t — время, $E_0(t)$ и $E_1(t)$ — распределения напряжённости падающего и прошедшего электрического поля во времени, S — спектральная мощность, n — показатель преломления исследуемого образца. Спектральный интервал, в котором осуществляются измерения, определяется шагом изменения задержки пробного лазерного импульса относительно импульса накачки, а спектральное разрешение — диапазоном изменения задержки.

Для исследования возможностей импульсной терагерцовой спектроскопии были проведены измерения поглощения излучения водяным паром в воздухе при нормальных условиях (рис. 4). Полученные экспериментальные данные сравнивались с данными из каталога NASA, где приведены интегральные по линии интенсивности переходов. Для наглядности экспериментальные данные на рис. 4 изображены с отрицательным знаком. Спектр поглощения излучения водяным паром в данном интервале частот содержит около тридцати сильных линий. Измерения проводились при относительной влажности воздуха 40 и 60 %. Влажность изменялась посредством вытеснения воздуха из пространства, где проводились измерения, сухим азотом, получаемым при испарении жидкого азота. Длина пути терагерцового излучения между генератором и приёмником была равна 55 см. При измерениях контролировались температура и влажность газа. Измерения проводились с разрешением 7 ГГц, что определялось диапазоном изменения задержки пробного лазерного импульса относительно импульса накачки (43 мм). На полученном спектре отчётливо видны локальные максимумы, соответствующие частотам 0,56; 0,76 и 1,42 ТГц. Так же чётко детектируются серии максимумов в диапазоне от 1,1 до 1,3 ТГц и выше 1,6 ТГц. Повышенный уровень шумов при частотах свыше 1,7 ТГц связан с низким уровнем спектральной интенсивности терагерцового излучения в этом диапазоне (см. рис. 2*б*). Отсутствие ряда линий в экспериментальном спектре можно объяснить их перекрытием с близкими соседними линиями при столкновительном уширении и недостаточным спектральным разрешением измерений. Сравнение экспериментальных результатов с данными каталога NASA [12] показывает хорошее совпадение для большинства линий, что свидетельствует о высоком потенциале импульсной терагерцовой спектроскопии при исследовании вращательных спектров молекул.

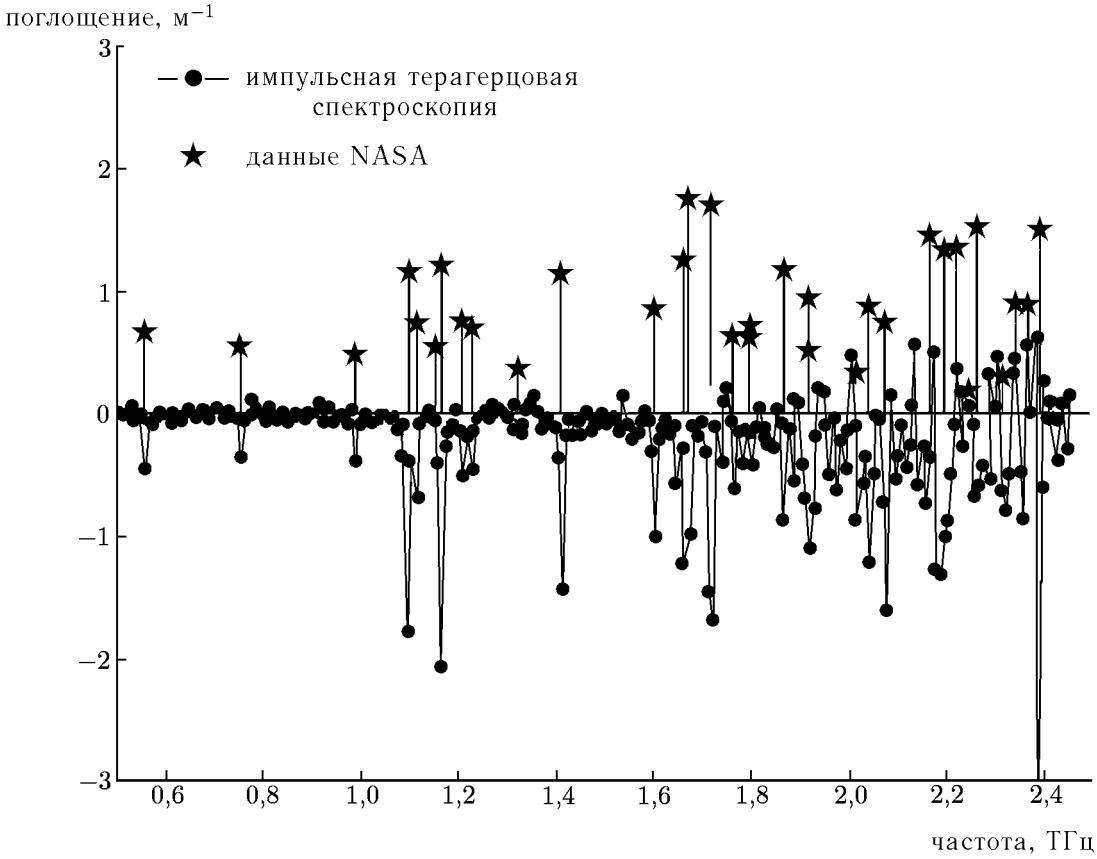


Рис. 4. Спектр поглощения излучения водяным паром в воздухе при нормальных условиях. Экспериментальные данные (сплошная кривая) изображены с отрицательным знаком. Интегральные интенсивности наиболее мощных линий по каталогу NASA изображены звёздочками

Были проведены пробные измерения спектров поглощения излучения рядом жидких образцов, включая известные растворители, а также растворами протеинов и пептидов. Для измерений использовались кюветы из фторопласта марки ФТ-4 и плавленого кварца марки КУ-1 с толщиной 0,25; 0,5 и 1 мм. Измерения проводились как с пустой, так и с наполненной кюветой, что позволило учесть поглощение в материале кювет. Аналогичным образом учитывалось поглощение в растворителе при спектроскопии растворов белков. На рис. 5 изображены типичные результаты измерений с усреднением по десяти реализациям. Для всех жидких образцов характерно существенное слабоструктурированное (фоновое) поглощение, растущее с увеличением частоты. Наличие сильного фонового поглощения значительно усложняет измерения, поскольку изготовление качественных кювет с толщинами порядка 100 мкм и менее связано с существенными техническими трудностями, к тому же приходится учитывать искажения спектров, связанные с интерференцией (эталон-эффект). В случае растворов сильное поглощение в растворителе снижает динамический диапазон измерений, что, в свою очередь, учитывая тенденцию увеличения поглощения с ростом частоты, ограничивает спектральный диапазон измерений. Так, если для фенилоксирана (рис. 5*а*) уровень сигнала сравнивается с уровнем шума при 1,7 ТГц, то для растворов белков (рис. 5*в*, *г*) это происходит при 1 ТГц. При более высоких частотах зависимости на рис. 5 имеют шумовой характер и не воспроизводятся от реализации к реализации. Снижение уровня шума за счёт усреднения по большему количеству реализаций неэффективно из-за

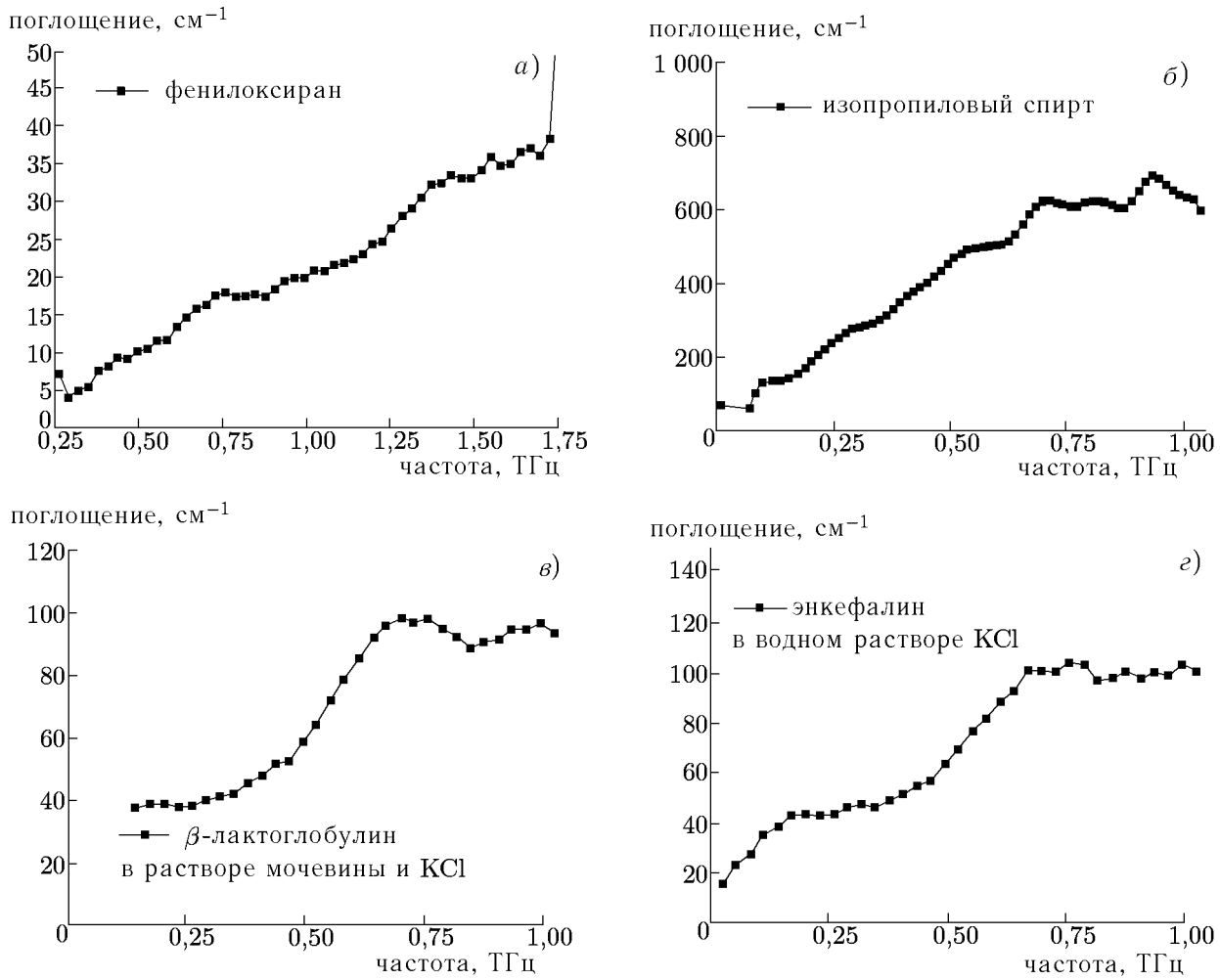


Рис. 5. Спектры поглощения излучения в некоторых жидкостях (фенилоксиран (*а*) и изопропиловый спирт (*б*)) и в растворах протеинов (β-лактоглобулин в соляном растворе мочевины (*в*) и энкефалин в соляном водном растворе (*г*))

неприемлемо большого времени измерений (несколько часов). Наиболее перспективным способом спектроскопии органических молекул следует считать использование сухих образцов.

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования генерации терагерцового излучения в кристалле ZnTe при возбуждении фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера. Максимальная мощность генерации достигала 3 кВт в импульсе, что соответствует эффективности преобразования 10^{-6}. Проведены пробные измерения спектров поглощения для ряда жидких образцов, включая известные растворители, а также растворов протеинов и пептидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lucyszyn S. // Electron. Lett. 2001. V. 37. P. 267.
2. Wald H., Seydel P., Tonouchi M. // Physica C. 2001. V. 357. P. 146.
3. Nagel M., Bolivar P., Brucherseifer M., et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 154.

4. Ferguson B., Abbatt P. // Microelectronics J. 2001. V. 32. P. 943.
5. Prabo J., Serabyn E., Cernicharo J. // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2001. V. 68. P. 419.
6. Saitow K., Ohtake H., Sarukiva N., et al. // Chem. Phys. Lett. 2001. V. 34. P. 86.
7. Xu L., Zhang X. C., Auston D. H. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. P. 1 784.
8. Wu Q., Zhang X. C. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 1 285.
9. Wu Q., Zhang X. C. // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 1996. V. 2. P. 693.
10. Wu Q., Hewitt T. D., Zhang X. C. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 1 026.
11. Rice A., Jin Y., Ma X., Zhang X. C. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 1 324.
12. http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/c018005.cat.

Поступила в редакцию 23 июня 2005 г.; принята в печать 6 сентября 2005 г.

GENERATION AND DETECTION OF ULTRASHORT ELECTROMAGNETIC PULSES IN TERAHERTZ REGION AND THEIR APPLICATION FOR SPECTROSCOPY

R. A. Akhmedzhanov, A. I. Korytin, A. G. Litvak, A. M. Sergeev, and E. V. Suvorov

In this paper the experimental results on generation of pulsed terahertz radiation in ZnTe crystal using optical rectification of powerful femtosecond laser pulses are presented. Application of the therahertz radiation pulses for the spectroscopy have been tested at the absorbtion lines of atmospheric water vapor. Absorption spectra of a number of solvents and proteins solutions have been measured in a frequency band from 0.2 to 2 THz.

УДК 621.382.2

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ МОНИТОРИНГА АТМОСФЕРЫ

В. П. Кошелец, П. Н. Дмитриев, А. Б. Ермаков, Л. В. Филиппенко, О. В. Корюкин, М. Ю. Торгашин, А. В. Худченко

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва, Россия

В статье изложены результаты исследования сверхпроводниковых интегральных приёмных устройств субмиллиметрового диапазона длин волн, предназначенных для мониторинга атмосферы Земли с борта высотного аэростата. Была разработана, изготовлена и успешно испытана микросхема интегрального сверхпроводникового спектрометра с генератором гетеродина на основе распределённого джозефсоновского перехода, работающего в режиме вязкого течения вихрей. На частоте 650 ГГц измерена шумовая температура приёмника, которая составила менее 200 К, продемонстрирована возможность фазовой синхронизации частоты (ФАПЧ) сверхпроводникового генератора гетеродина и опорного синтезатора, что является принципиальным для работы спектрометра. Для обеспечения независимой работы бортового спектрометра в режиме фазовой синхронизации был разработан и испытан ряд новых устройств, создана автоматизированная программа для управления и оптимизации режимов работы приёмника с системой ФАПЧ. Были спроектированы, изготовлены и исследованы новые модификации сверхпроводникового генератора гетеродина, проведена оптимизация его топологии для работы в составе интегрального спектрометра. С помощью специально разработанной методики детально исследованы ширина и форма линии излучения генератора на частотах до 700 ГГц. В диапазоне частот от 500 до 700 ГГц была достигнута ширина линии излучения от 9 до 2 МГц соответственно, что позволяет синхронизовать от 35 до 90 % мощности генератора гетеродина. Исследовано влияние неидеальности линии излучения сверхпроводникового генератора гетеродина на процесс восстановления спектров газов в атмосфере.

ВВЕДЕНИЕ

Для дистанционного мониторинга земной атмосферы с использованием авиации, аэростатов и спутников, когда существенными требованиями являются малый вес, небольшое энергопотребление и ограниченный объём устройств, жизненно важным является разработка лёгких и компактных сверхчувствительных приёмников. Несколько лет тому назад в ИРЭ РАН была предложена и экспериментально апробирована концепция полностью сверхпроводникового интегрального приёмника субмиллиметровых волн [1–3]. В единой микросхеме приёмника интегрированы квантовый смеситель на основе квазичастичной нелинейности перехода сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС-перехода), планарная сверхпроводниковая приёмная антенна, криогенный генератор гетеродина (flux flow oscillator, FFO) [4, 5] и гармонический СИС-смеситель для стабилизации частоты этого генератора [6]. При подаче лишь постоянного питания от батарей эта микросхема работает как супергетеродинный приёмник в субмиллиметровом диапазоне длин волн, не требуя никакого дополнительного СВЧ оборудования.

Ранее нами был разработан и испытан интегральный спектрометр для частот порядка 350 ГГц, в котором частота генератора гетеродина синхронизована широкополосной системой фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Для демонстрации спектрального разрешения интегрального приёмника с системой ФАПЧ гетеродина был измерен спектр стабильного источника сигнала на частоте 365 ГГц. В качестве источника сигнала был использован гармонический умножитель, питаемый синтезатором. Полученные данные доказали, что разрешение приёмника с системой ФАПЧ лучше 10 кГц [7]. Это удовлетворяет требованиям всех известных практических применений. С помощью этого приёмника были измерены спектры поглощения молекулы SO_2 при

различном давлении газа в кювете [8]. Однако гетеродин этого приёмника работал в резонансном режиме, поэтому его частота перестраивалась только вдоль ступеней Фиске, не обеспечивая полного частотного покрытия и непрерывности перестройки.

В данной статье приведены результаты разработки интегрального спектрометра диапазона 550÷650 ГГц, предназначенного для исследований атмосферы Земли в режиме наклонного зондирования с борта высотного аэростата (проект Terahertz Limb Sounder, TELIS) [9]. Этот прибор разрабатывается совместно с Институтом космических исследований Нидерландов, первый испытательный полёт предполагается провести в конце 2006 года.

1. КОНСТРУКЦИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ПРИЁМНИКА

Сверхпроводниковый интегральный приёмник для проекта TELIS объединяет на одной микросхеме с размерами $4 \times 4 \times 0{,}5$ мм (фото центральной части микросхемы представлено на рис. 1) малошумящий СИС-смеситель с квазиоптической антенной, сверхпроводниковый генератор на потоке джозефсоновских вихрей (FFO), использующийся в качестве гетеродина, и гармонический смеситель (ГС) для фазовой стабилизации частоты этого генератора.

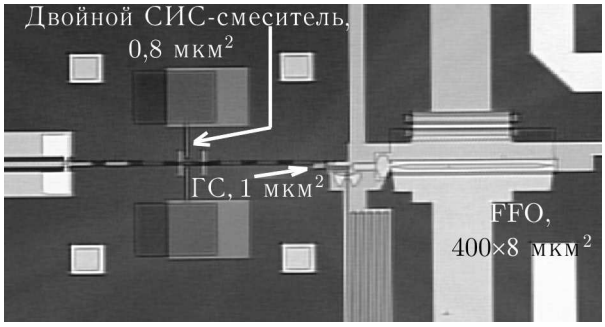


Рис. 1. Микрофотография центральной части микросхемы сверхпроводящего интегрального приёмника. Показаны основные элементы интегрального приёмника: смеситель с двумя СИС-переходами, двойная дипольная антенна, генератор гетеродина (FFO) и гармонический смеситель. Часть разводки и контактные площадки находятся за пределами кадра. Размер видимой части приблизительно $1{,}5 \times 1$ мм

Сверхпроводниковый генератор гетеродина представляет собой длинный джозефсоновский переход, в котором приложенное магнитное поле и ток смещения создают однонаправленный поток флаксонов. Скорость и плотность потока флаксонов и, следовательно, мощность и частота излучаемого сигнала могут настраиваться независимо совместной подстройкой токов смещения и магнитного поля. Микросхемы сверхпроводниковых интегральных приёмников для квазиоптических смесительных элементов изготавливаются из высококачественных трёхслойных структур Nb-AlO$_x$-Nb на подложке из кремния. Для достижения требуемой мгновенной полосы от 550 до 650 ГГц был использован двойной СИС-смеситель с переходами площадью 0,8 мкм^2. Генератор гетеродина соединяется со смесительным элементом, расположенным внутри двойной дипольной или двойной щелевой антенны, с помощью микрополосковой линии, содержащей согласующие СВЧ структуры и развязки по постоянному току. Как FFO, так и СИС-смеситель имеют интегральные управляющие линии, с помощью которых задаются локальные магнитные поля. Для уменьшения влияния магнитного поля СИС-смесителя на генератор гетеродина линия управления смесителя имеет П-образную форму и расположена перпендикулярно FFO, что обеспечивает относительный уровень паразитного магнитного поля не более 10^{-3}.

Микросхема приёмника размещается на плоской задней поверхности кремниевой линзы, имеющей форму усечённого эллипса; антенна располагается на плоской поверхности в сечении дальнего фокуса (диаметр линзы в этом сечении 10 мм). В случае двойной дипольной антенны для получения высокой эффективности и хорошей симметрии луча на микросхему устанавливается дополнительный четвертьволновой отражатель (контр-рефлектор). Форма и размеры линзы были оптимизированы для получения минимального размера пучка на расстоянии 100 мм от

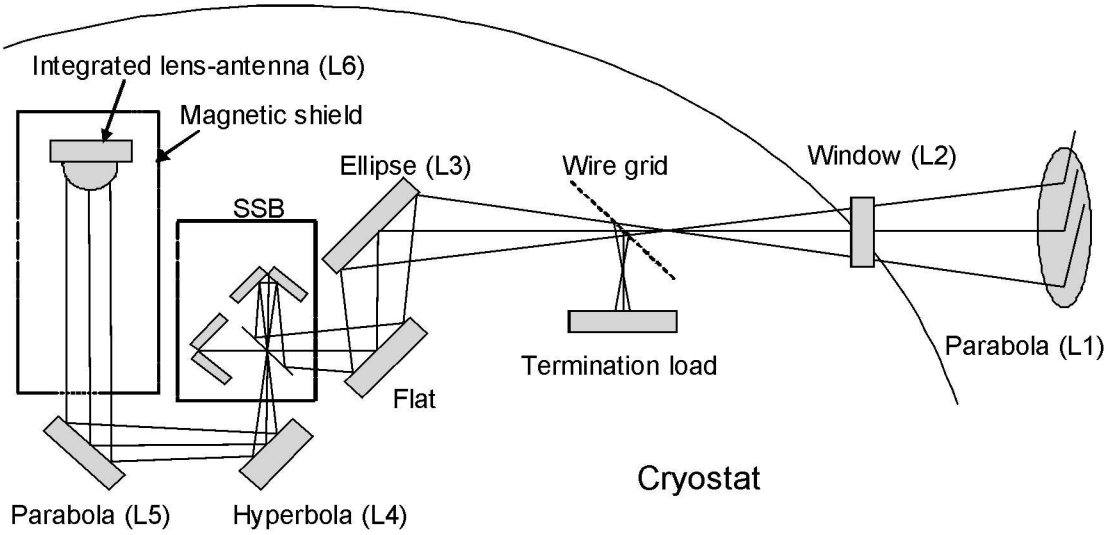


Рис. 2. Схема криогенной части оптической системы интегрального приёмника [9]

линзы для частот $550 \div 650$ ГГц, чтобы магнитный экран не обрезал принимаемый луч. Для минимизации отражений на границе линзы её изогнутая поверхность покрыта просветляющим слоем «Stycast» с толщиной 74 мкм (оптимальная толщина для частоты 600 ГГц).

Схема криогенной части оптической системы интегрального приёмника из работы [10] показана на рис. 2. Входной сигнал подаётся на приёмник через инфракрасный фильтр и проходит через однополосный (SSB) фильтр на основе интерферометра Мартина—Паплета. Нежелательная боковая полоса принимаемого сигнала отражается двумя проволочными сетками и поглощается в холодной нагрузке (с температурой 4,2 К). Для уменьшения влияния внешнего магнитного поля на чувствительный FFO смесительный блок защищён двумя коаксиальными экранами. Внешний экран изготовлен из криопермаллоя, а внутренний — из меди, покрытой слоем электролитически осаждённого сверхпроводящего свинца толщиной 100 мкм. Микросхема сверхпроводникового интегрального приёмника размещается достаточно далеко от входного отверстия в экранах — единой апертуры для ввода излучения и подвода питания. Все компоненты приёмника устанавливаются на общую холодную пластину (с температурой 4,2 К). Весь приёмный блок с размерами $240 \times 180 \times 80$ мм будет заранее отъюстирован и протестирован перед установкой в систему TELIS.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЁМНИКА

Ниже представлены предварительные результаты измерений характеристик сверхпроводникового интегрального приёмника на основе микросхем нового дизайна. В этой разработке за счёт изменения конструкции связующей схемы и уменьшения размеров гармонического смесителя были преодолены некоторые недостатки, присущие предыдущим вариантам микросхемы сверхпроводникового приёмника. Дополнительный набор фотомасок и оптимизация технологических режимов дали возможность изготавливать СИС-смесители субмикронного размера. В результате приемлемый уровень накачки как СИС-смесителя, так и гармонического смесителя был реализован в диапазоне частот $500 \div 650$ ГГц (см. рис. 3). Отметим, что для оптимальной работы СИС-смесителя требуется накачка порядка $20 \div 25\,\%$ от скачка тока на щели туннельного перехода (I_{g}). Для гармонического смесителя накачкой служит сигнал синтезатора, а мощность, приходящая от FFO, является полезным сигналом. Поэтому уровень мощности FFO, необходимый для работы гармонического смесителя с достаточно высоким отношением сигнал/шум не превышает

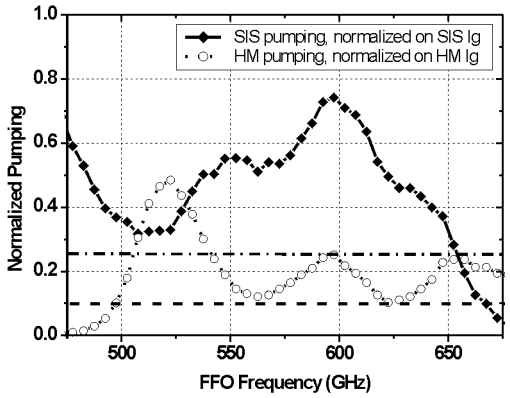


Рис. 3. Ток накачки СИС-смесителя и гармонического смесителя в зависимости от частоты, нормированный на скачок тока на щели туннельного перехода соответственно СИС-смесителя и гармонического смесителя ($I_{\text{gСИС}} = 105$ мкА, $I_{\text{gГС}} = 81$ мкА). Штрих-пунктиром показан уровень 25 %, достаточный для работы СИС-смесителя; уровень 10 %, приемлемый для гармонического смесителя, показан штриховой линией [10]

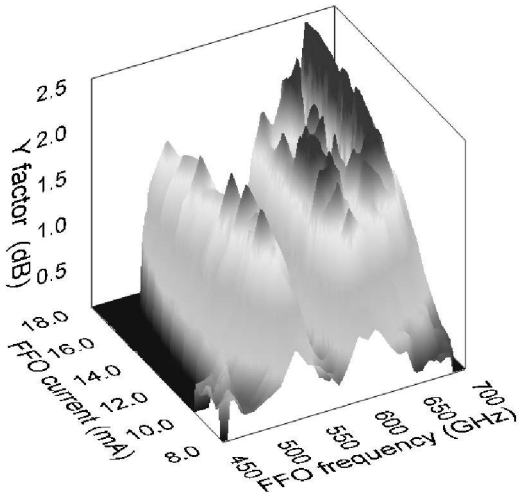


Рис. 4. Зависимость отклика интегрального спектрометра (Y-фактора) от частоты и тока смещения FFO (физическая температура смесителя 2,1 К, напряжение смещения СИС-смесителя 2,2 мВ, промежуточная частота 4,3 ГГц, полоса фильтра промежуточной частоты (ПЧ) 40 МГц) [12]

$5 \div 10$ % от I_{g} [11]. Значительное превышение этого уровня на некоторых частотах не является проблемой, поскольку гармонический смеситель работает в сильно нелинейном режиме и информация содержится в частоте (а не в амплитуде) преобразованного сигнала.

Шумовая температура приёмника определялась из отношения уровней сигнала на выходе приёмника (Y-фактор) в режиме переключения горячей и холодной нагрузок (см. рис. 4). Данные были получены с помощью модернизированной версии программы IRTECON (Integrated Receiver TEst and CONtrol) [13]. Мы использовали модулятор холодной (77 К) и горячей (300 К) нагрузок (частота переключения 11 Гц), перестраиваемый фильтр промежуточной частоты (с полосой порядка 40 МГц) и быстрый измеритель мощности. Процедура измерения Y-фактора в диапазоне частот $500 \div 650$ ГГц занимала около 20 минут при фиксированном напряжении смещения на СИС-смесителе (2,2 мВ для данных, представленных на рис. 4). Программа IRTECON позволяла также проводить дополнительную оптимизацию напряжения смещения СИС-смесителя для каждой рабочей точки FFO, в этом случае полное время измерения составляет $2 \div 3$ часа. Из рис. 4 можно видеть, что зависимость Y-фактора (шумовой температуры) от тока смещения FFO достаточно плоская, что даёт возможность выбирать ток смещения, оптимальный для работы как СИС-смесителя, так и гармонического смесителя с системой ФАПЧ.

На рис. 5 представлена зависимость шумовой температуры сверхпроводникового интегрального приёмника от частоты FFO, пересчитанная из рис. 4. Видно, что шумовая температура заметно меняется с частотой, при этом шумовая температура порядка 250 К, требуемая для проекта TELIS, реализована к настоящему времени только при некоторых частотах диапазона и при физической температуре сверхпроводниковой части приёмника 2,1 К. При увеличении температуры до 4,2 К потери в сверхпроводниковых линиях на частотах выше 650 ГГц возрастают и шумы приёмника существенно увеличиваются. График зависимости шумовой температуры от

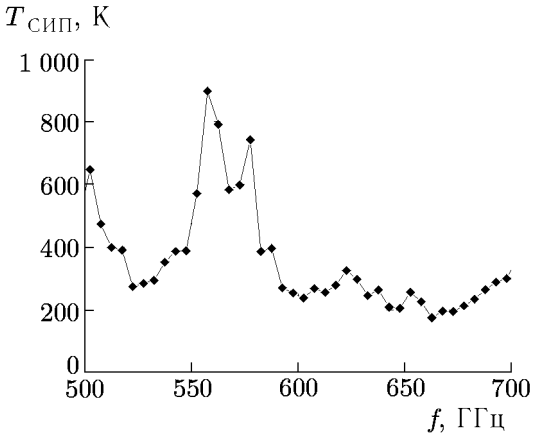


Рис. 5. Нескорректированная двухполосная шумовая температура сверхпроводникового интегрального приёмника в зависимости от частоты FFO, оптимизированная по току смещения FFO (физическая температура смесителя 2,1 К, напряжение смещения СИС-смесителя 2,2 мВ, промежуточная частота 4,3 ГГц, полоса фильтра ПЧ 40 МГц)

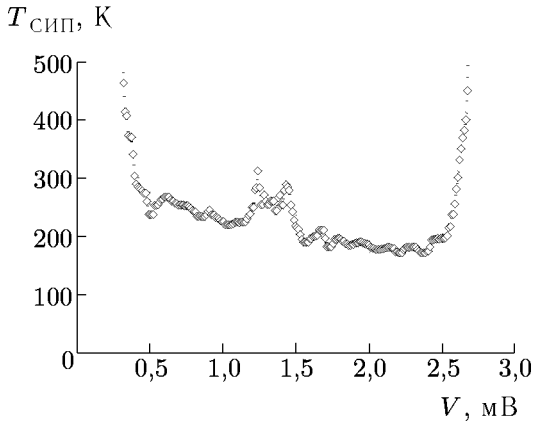


Рис. 6. Двухполосная шумовая температура сверхпроводникового интегрального приёмника в зависимости от напряжения смещения V СИС-смесителя, измеренная при фазовой синхронизации FFO на частоте 660,4 ГГц (промежуточная частота 4,3 ГГц)

частоты (рис. 5) хорошо совпадает с данными по измерению СВЧ отклика приёмника с помощью фурье-спектрометра. На рис. 6 показана зависимость шумовой температуры сверхпроводникового интегрального приёмника от напряжения смещения СИС-смесителя. Тщательная обработка данных по измерениям шумовой температуры и всесторонний анализ вклада отдельных компонентов сверхпроводникового интегрального приёмника в суммарную шумовую температуру будут проведены до первого тестового полёта по программе TELIS.

Для демонстрации частотного разрешения спектрометра со сверхпроводниковым генератором гетеродина в режиме ФАПЧ был измерен умноженный по частоте сигнал синтезатора (см. рис. 7). Измеренный на промежуточной частоте сигнал является свёрткой спектра гетеродина, который также показан на рис. 7, и умноженного спектра синтезатора. Видно, что при небольшом смещении частоты синтезатора сигнал полностью исчезает из полосы приёмника (штрихпунктирная линия). Несимметричность спектра FFO в данном случае вызвана наличием сверхтонкой резонансной структуры [14], которая существенно затрудняет процесс фазовой и частотной синхронизации. Влияние этой структуры было заметно ослаблено в последующих конструкциях микросхемы за счёт лучшего согласования и уменьшения отражений от элементов схемы. Были спроектированы, изготовлены и исследованы новые модификации FFO для работы в составе интегрального спектрометра для проекта TELIS. В результате проведённой оптимизации в диапазоне частот от 500 до 700 ГГц была достигнута ширина линии излучения от 9 до 2 МГц соответственно, что позволяет синхронизовать от 35 до 90 % мощности FFO. Ранее было показано, что для конкретной системы ФАПЧ доля синхронизованной мощности однозначно определяется шириной автономной линии излучения FFO [10].

Для проверки работоспособности системы ФАПЧ с полностью компьютерным управлением были разработаны дополнительные процедуры к программному комплексу IRTECON, с помощью которых удалось реализовать фазовую синхронизацию FFO во всех режимах аналогично процедуре ручной настройки [11]. Кроме того, система IRTECON позволяет оптимизировать работу связки гармонический смеситель—система ФАПЧ. Главным критерием правильной работы смесителя и ФАПЧ является сигнал промежуточной частоты на специальном выходе системы,

пропорциональный мощности FFO в режиме ФАПЧ, измеренной в полосе 1 МГц на центральной частоте. Отметим, что напряжение на этом выходе системы ФАПЧ пропорционально спектральному качеству линии излучения [1], и его значение может быть использовано для оценки синхронизованной части мощности FFO во время полёта прибора TELIS на борту аэростата. Разработанные процедуры позволяют оптимизировать спектральное качество FFO в режиме ФАПЧ путём независимой подстройки различных параметров системы стабилизации (смещения гармонического смесителя, мощности опорного синтезатора, коэффициента усиления системы ФАПЧ).

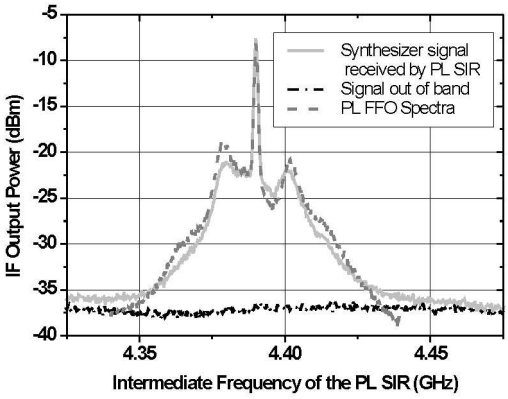


Рис. 7. Сигнал питаемого синтезатором умножителя (17,967 ГГц × 37 = 664,8 ГГц), измеренный интегральным приёмником с FFO в режиме ФАПЧ на частоте 660,4 ГГц (сплошная линия). Для спектра, показанного штрих-пунктирной линией, частота синтезатора была сдвинута на 5 МГц для того, чтобы сигнал оказался вне измеряемой полосы приёмника. Для сравнения штриховой линией представлен спектр генератора гетеродина в режиме ФАПЧ, измеренный на выходе гармонического смесителя и преобразованный по частоте [12]

Нами была проведена оценка влияния неидеальности формы линии FFO в режиме ФАПЧ на процесс восстановления спектров излучения атмосферных газов. Было установлено, что неидеальность линии FFO приводит к заметным отклонениям формы принятого сигнала от исходной линии [15]. Из этих оценок следует необходимость как можно более точного знания спектра FFO для правильного восстановления исходного спектра сигнала. Существуют различные способы восстановления формы сигнала, позволяющие избавиться от влияния неидеальности спектра гетеродина. В случае отсутствия априорной информации о принимаемом спектре используются методы деконволюции. Чтобы учесть влияние шумов приёмника, мы добавляли гауссов шум к сигналу в каждый спектральный канал на выходе приёмника. Для восстановления модельного спектра HCl был использован метод прямой деконволюции. В общем случае этот метод может приводить к некорректно поставленной задаче. Для данного метода, например, не могут быть использованы спектры FFO в режиме частотной стабилизации, т. к. это приводит к существенному увеличению уровня шума. Однако для сверхпроводникового генератора гетеродина в режиме ФАПЧ со спектральным качеством более 50 % все проверенные нами методы хорошо восстанавливают форму принимаемого сигнала, при этом уровень шума увеличивается менее чем в 2 раза.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённые результаты показывают, что уровень разработки интегральных приёмных систем доведён до стадии практического применения. Такие приёмники представляются чрезвычайно перспективными для мониторинга окружающей среды, осуществляемого с борта спутников, аэростатов или специальных самолётов, а также для космической и наземной радиоастрономии.

Работа поддержана РФФИ (проект № 03–02–16748), ИНТАС (проект № 01–0367), МНТЦ (проекты № 2445 и 3174), Программой ОФН РАН «Проблемы радиофизики», а также Советом при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-1344.2003.2).

[1] Спектральное качество линии — часть мощности излучения FFO, синхронизуемой в центральном пике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 1 273.
2. Koshelets V. P., Shitov S. V. // Supercond. Sci. Tech. 2000. V. 13. P. R53.
3. Кошелец В. П., Шитов С. В., Филиппенко Л. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 687.
4. Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 3 302.
5. Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 3 284.
6. Koshelets V. P., Shitov S. V., Shchukin A. V., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. V. 9, No. 2. P. 4 133.
7. Koshelets V. P., Shitov S. V., Dmitriev P. N., et al. // Physica C. 2002. V. 367. P. 249.
8. Shitov S. V., Koshelets V. P., Ermakov A. B., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2003. V. 13, No. 2. P. 684.
9. Hoogeveen R. W. M., Yagoubov P. A., de Lange S. A., et al. // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 2005. V. 5 978. P. 59781F.
10. Yagoubov P. A., Dercksen J., Hoogeveen R. W. M., et al. // Abstracts 16th Int. Symp. Space Terahertz Technology, Sweden, May 2005. P. 156.
11. Koshelets V. P., Dmitriev P. N., Ermakov A. B., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2005. V. 15, No. 2. P. 964.
12. Koshelets V. P., Dmitriev P. N., Ermakov A. B., et al. // Abstract 16th Int. Symp. Space Terahertz Technology, Sweden, May 2005. P. 108.
13. Ermakov A. B., Shitov S. V., Baryshev A. M., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11, No. 1. P. 840.
14. Koshelets V. P., Ermakov A. B., Shitov S. V., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11, No. 1. P. 1 211.
15. Koshelets V. P., Shitov S. V., Ermakov A. B., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2005. V. 15, No. 2. P. 960.

Поступила в редакцию 8 июня 2005 г.; принята в печать 10 октября 2005 г.

INTEGRATED SUPERCONDUCTING SPECTROMETER FOR ATMOSPHERE MONITORING

V. P. Koshelets, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, O. V. Koryukin, M. Yu. Torgashin, and A. V. Khudchenko

The results of the development of sub-mm Superconducting Integrated Receiver (SIR) for monitoring of the Earth atmosphere from the board of the high-altitude balloons are presented. The microchip of the superconducting integrated receiver comprising local oscillator based on the long Josephson junction (flux flow oscillator, FFO) has been developed and successfully tested. The receiver noise temperature as low as 200 K has been measured at frequencies of about 650 GHz; the possibility to phase-lock FFO to the reference oscillator has been demonstrated — this is vitally important for spectrometer operation. To ensure the possibility of remote tuning of a phase-locked (PL) SIR on board a balloon, a number of approaches for the PL SIR automatic computer control have been developed and tested. New modifications of the superconducting local oscillator (FFO) have been developed, fabricated and tested; the FFO design has been optimized for the integrated spectrometer. The FFO linewidth has been studied at frequencies up to 700 GHz using a specially developed technique. A free-running

linewidth between 9 and 2 MHz has been measured in the frequency range 500 – –700 GHz. As a result, the spectral ratio of the phased-locked FFO ranges from 35 to 90 % correspondingly. The effect of FFO linewidth imperfections on the retrieval procedure of the atmosphere gas spectra is discussed.

УДК 538.945

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В РАСПРЕДЕЛЁННОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ КОНТАКТЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

В. В. Курин, И. В. Пименов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В рамках модели туннельного гамильтониана получено уравнение для редуцированной матрицы плотности, описывающее квантовую динамику и флуктуационные эффекты в распределённых джозефсоновских контактах при напряжениях, сравнимых с величиной сверхпроводящей щели. Для квазиклассической динамики получено уравнение Ланжевена, самосогласованно описывающее резистивное состояние и флуктуации, обусловленные как туннельным током, так и электромагнитным полем. В приближении сильного магнитного поля рассчитаны вольт-амперные характеристики джозефсоновского генератора, а также интенсивность и форма спектральной линии его излучения, обусловленного вихрями, движущимися в распределённом джозефсоновском контакте.

ВВЕДЕНИЕ

Распределённые джозефсоновские переходы (РДП) в настоящее время успешно применяются для генерации излучения субмиллиметрового диапазона длин волн, используемого для накачки смесителей на основе структур сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС-смесителей) супергетеродинных приёмников [1]. Необходимость улучшения спектральных свойств таких гетеродинов определяет важность исследования флуктуационных явлений в РДП. Другая сфера возможных приложений РДП — логические переключатели на джозефсоновских вихрях, как классические, так и квантовые [2], также требует исследования флуктуаций, играющих определяющую роль в работоспособности логических элементов. В настоящей статье предлагается теория, самосогласованно описывающая совместно динамические и квантовые флуктуационные эффекты в распределённых джозефсоновских контактах. Теория, описывающая квантовые флуктуации в сосредоточенных джозефсоновских контактах, была разработана довольно давно [3, 4], однако она неприменима для описания динамики и флуктуаций в распределённом контакте и нуждается в некоторой модификации.

В отличие от сосредоточенного джозефсоновского контакта, в распределённом контакте, помещённом в магнитное поле, кроме ёмкостного и туннельного токов возможно существование тока, текущего вдоль джозефсоновского перехода и приводящего к пространственной неоднородности магнитного поля. Существование этого тока связано с электромагнитным полем в контакте, вносящим дополнительные степени свободы в поведение контакта, динамическая роль которых должна быть учтена при последовательном описании. Диссипативная компонента продольного тока в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой будет служить источником дополнительных по сравнению со случаем точечного контакта флуктуаций. Эти высокочастотные флуктуации, будучи преобразованными на нелинейности туннельного тока, могут значительно изменить флуктуационные свойства джозефсоновского контакта. Предлагаемая в данной работе теория применяется для описания спектральных свойств электромагнитного излучения, создаваемого вихрями, движущимися в распределённом джозефсоновском контакте под действием внешнего тока.

1. КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА РАСПРЕДЕЛЁННОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО КОНТАКТА

Хорошо известно, что классическая динамика распределённого джозефсоновского контакта описывается джозефсоновской разностью фаз $\phi(x,t)$, представляющей собой разность фаз сверхпроводниковых параметров порядка берегов джозефсоновского контакта и подчиняющейся классическому уравнению синус-Гордона [5]

$$\frac{\epsilon}{4\pi\, d}\,\frac{\hbar}{2e}\,\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}+\frac{1}{r}\,\frac{\hbar}{2e}\,\frac{\partial\phi}{\partial t}-\frac{c^2}{4\pi\,(d+2\lambda)}\,\frac{\hbar}{2e}\,\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}+j_{\rm c}\,\sin\phi=j_{\rm ext}, \tag{1}$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость туннельного промежутка, d — его толщина, r — сопротивление утечки на единицу площади перехода, c — скорость света, λ — глубина проникновения магнитного поля в электроды джозефсоновского контакта, $j_{\rm c}$ — плотность критического тока, $j_{\rm ext}$ — плотность тока, инжектируемого в переход, $\hbar$ и e — постоянная Планка и заряд электрона соответственно. Ось x декартовой системы координат направлена вдоль контакта, ось y — перпендикулярно берегам контакта.

Компоненты E_y электрического и B_z магнитного полей в диэлектрическом промежутке выражаются через ϕ следующим образом:

$$E_y=\frac{\hbar}{2ed}\,\frac{\partial\phi}{\partial t}\,,\qquad B_z=\frac{\hbar c}{2e\,(d+2\lambda)}\,\frac{\partial\phi}{\partial x}\,. \tag{2}$$

Квантовая динамика джозефсоновского контакта в соответствии с общими принципами будет описываться функционалом $\rho(\phi,\phi',t)$ редуцированной матрицы плотности, зависящим от этой переменной, для которого может быть написано эволюционное уравнение [6]:

$$\rho(\phi,\phi',t)=\int J(\phi,\phi',\phi_{\rm i},\phi_{\rm i}',t)\rho(\phi_{\rm i},\phi_{\rm i}',0)\,{\rm D}\,\phi_{\rm i}(x)\,{\rm D}\,\phi_{\rm i}'(x). \tag{3}$$

Здесь интеграл берётся по всем конфигурациям начального распределения. Оператор эволюции $J(\phi,\phi',\phi_{\rm i},\phi_{\rm i}',t)$ часто записывают в виде

$$J(\phi,\phi',\phi_{\rm i},\phi_{\rm i}',t)=\exp\bigl\{iS_{\rm eff}[\phi(t),\phi'(t)]/\hbar\bigr\}\,, \tag{4}$$

где функционал $S_{\rm eff}[\phi(t),\phi'(t)]$ называют эффективным действием и определяют путём усреднения по переменным термостата, которыми для джозефсоновского контакта служат электронные степени свободы и компоненты электромагнитного поля. Обозначая всю совокупность переменных термостата как y, для эффективного действия имеем следующее выражение в форме двойного интеграла по траекториям [6]:

$$\exp\bigl\{iS_{\rm eff}[\phi(t),\phi'(t)]/\hbar\bigr\}=\int\exp\bigl\{i\,(S[\phi(t),Y(t)]-S[\phi'(t),Y'(t)])/\hbar\bigr\}\,\rho[Y_{\rm i},Y_{\rm i}']\,{\rm D}Y(t)\,{\rm D}Y'(t). \tag{5}$$

Здесь $S[\phi(t),Y(t)]$ — классическое действие замкнутой системы, включающей джозефсоновский контакт и термостат, $\rho[Y_{\rm i},Y_{\rm i}']$ — матрица плотности термостата; интегрирование осуществляется по всем траекториям, удовлетворяющим условиям $Y(t=0)=Y_{\rm i},Y'(t=0)=Y_{\rm i}'$, $Y(t)=Y'(t)=$ $=Y_{\rm f}$, а затем по переменным $Y_{\rm i},Y_{\rm i}',Y_{\rm f}$, где $Y_{\rm f}$ соответствует состоянию термостата.

Для сосредоточенного джозефсоновского контакта задача выделения коллективной переменной и нахождения эффективного действия была решена в [3, 4]. Эффективное действие оказывается нелинейным комплексным функционалом $S[\phi(t),\phi'(t)]=S'+iS''$, определяемым двумя комплексными функциями откликов:

$$\alpha(t-t')=\alpha_{\rm R}(t-t')+i\alpha_{\rm I}(t-t'),\qquad \beta(t-t')=\beta_{\rm R}(t-t')+i\beta_{\rm I}(t-t'),$$

описывающими туннельные токи нормальных и сверхпроводящих электронов. Выражаясь более точно, эти функции определяются произведениями соответственно нормальных и аномальных функций Грина берегов джозефсоновского контакта. Спектральные плотности функций откликов связаны между собой хорошо известными флуктуационно-диссипационными соотношениями

$$\alpha_{\mathrm{R}}(\omega) = \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \operatorname{Im}\alpha_{\mathrm{I}}(\omega), \qquad \beta_{\mathrm{R}}(\omega) = \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \operatorname{Im}\beta_{\mathrm{I}}(\omega). \tag{6}$$

Функции откликов впервые были вычислены в [7] для модели туннельного гамильтониана, справедливой при малой прозрачности джозефсоновского барьера.

В распределённом контакте я́дра функций откликов должны стать функциями не только времени, но и координат, и описывать нелокальность отклика в пространстве. Поскольку масштабом пространственной нелокальности в сверхпроводнике является длина когерентности ξ_0, при естественном для джозефсоновского контакта предположении о том, что масштаб изменения фазы вдоль контакта велик по сравнению с ξ_0, мы можем ограничиться локальным приближением для туннельного тока, используя замену

$$\begin{gathered}\alpha_{\mathrm{R}}(t) \to \alpha_{\mathrm{I}}(t)\delta(x-x'), \qquad \alpha_{\mathrm{I}}(t) \to \alpha_{\mathrm{I}}(t)\delta(x-x'),\\ \beta_{\mathrm{R}}(t) \to \beta_{\mathrm{I}}(t)\delta(x-x'), \qquad \beta_{\mathrm{I}}(t) \to \beta_{\mathrm{I}}(t)\delta(x-x')\end{gathered} \tag{7}$$

и понимая под функциями $\alpha_{\mathrm{R}}(t)$, $\alpha_{\mathrm{I}}(t)$, $\beta_{\mathrm{R}}(t)$, $\beta_{\mathrm{I}}(t)$ соответствующие линейные плотности. Кроме туннельного тока в распределённом джозефсоновском контакте может существовать ток вдоль берегов контакта, приводящий к пространственной неоднородности магнитного поля внутри джозефсоновского контакта. Чтобы найти эффективное действие, описывающее динамику и флуктуации джозефсоновской фазы, связанные с током вдоль берегов контакта, воспользуемся малостью прозрачности туннельного барьера, что позволит считать вклады туннельного и продольного токов в эффективное действие аддитивными. Для расчёта пренебрежём на время туннельным током. В этом случае джозефсоновский контакт превратится в сверхпроводящий полосковый резонатор, который в линейном приближении будет описываться гауссовым эффективным действием. Используя общие свойства гауссовых функционалов влияния, рассмотренные в [6], можно сразу написать эффективное действие

$$\begin{aligned} iS_{\mathrm{eff}} = \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \iint \mathrm{d}t\,\mathrm{d}t'\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}x'\,[\phi(t,x)-\phi'(t,x)]\times\\ \times\left[g(t-t',x-x')\phi(t',x') - g^*(t-t',x-x')\phi'(t',x')\right], \end{aligned} \tag{8}$$

зависящее от одной комплексной функции отклика $g(t-t',x-x')$. Если предположить, что основной вклад в эффективное действие дают плавные в масштабе лондоновской глубины проникновения распределения фазы, то в низшем порядке по пространственным производным можно написать

$$g(t-t',x-x') = \left[\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\,s(t-t')\,\delta(x-x') - c^2\gamma(t-t')\,\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\,\delta(x-x')\right]. \tag{9}$$

Функции $s(t,x)$ и $\gamma(t,x)$ комплексны, так что $s(t) = s_{\mathrm{R}}(t) + is_{\mathrm{I}}(t)$, $\gamma(t) = \gamma_{\mathrm{R}}(t) + i\gamma_{\mathrm{I}}(t)$. Мнимые части этих функций определяют действительную часть эффективного действия и описывают динамические свойства сверхпроводящего полоскового резонатора, действительные части описывают флуктуации. Физический смысл этих функций может быть найден путём перехода к квазиклассическому описанию, когда основной вклад в континуальный интеграл дают классические траектории, получающиеся из принципа наименьшего действия. Мнимые части ядер $s_{\mathrm{I}}(t)$,

$\gamma_{\rm I}(t)$ представляют собой линейные плотности ёмкости и обратной индуктивности соответственно. Для их фурье-образов мы имеем следующие выражения

$$s_{\rm I}(\omega) = \frac{w}{4\pi\,[d + 2r_{\rm d}(\omega)]}\,, \qquad \gamma_{\rm I}(\omega) = L_{\rm J}^{-1}(\omega) = \frac{w}{4\pi\,[d + 2\lambda(\omega)]}\,. \tag{10}$$

Здесь d — толщина диэлектрической прослойки, $r_{\rm d}$ — дебаевский радиус, характеризующий глубину проникновения потенциального электрического поля, λ — лондоновская комплексная глубина проникновения, w — ширина джозефсоновского контакта. Глубина проникновения $\lambda^{-1}(\omega) = E_\tau^{-1}\,\partial E_\tau/\partial n$ непосредственно связана с поверхностным импедансом сверхпроводника $\zeta(\omega) = E_\tau/B_\tau$ простым соотношением $i\omega\lambda(\omega) = c\zeta(\omega)$. Здесь E_τ и B_τ — величины касательных компонент электрического и магнитного полей на поверхности сверхпроводника. Реальные части $s_{\rm R}(t)$, $\gamma_{\rm R}(t)$ определяют флуктуационные свойства сверхпроводникового резонатора. Их фурье-образы $s_{\rm R}(\omega)$ и $\gamma_{\rm R}(\omega)$, как обычно, связаны с мнимыми частями фурье-образов обобщённых откликов флуктуационно-диссипационными соотношениями

$$s_{\rm R}(\omega) = {\rm cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) {\rm Im}\, s_{\rm I}(\omega), \qquad \gamma_{\rm R}(\omega) = {\rm cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) {\rm Im}\, \gamma_{\rm I}(\omega), \tag{11}$$

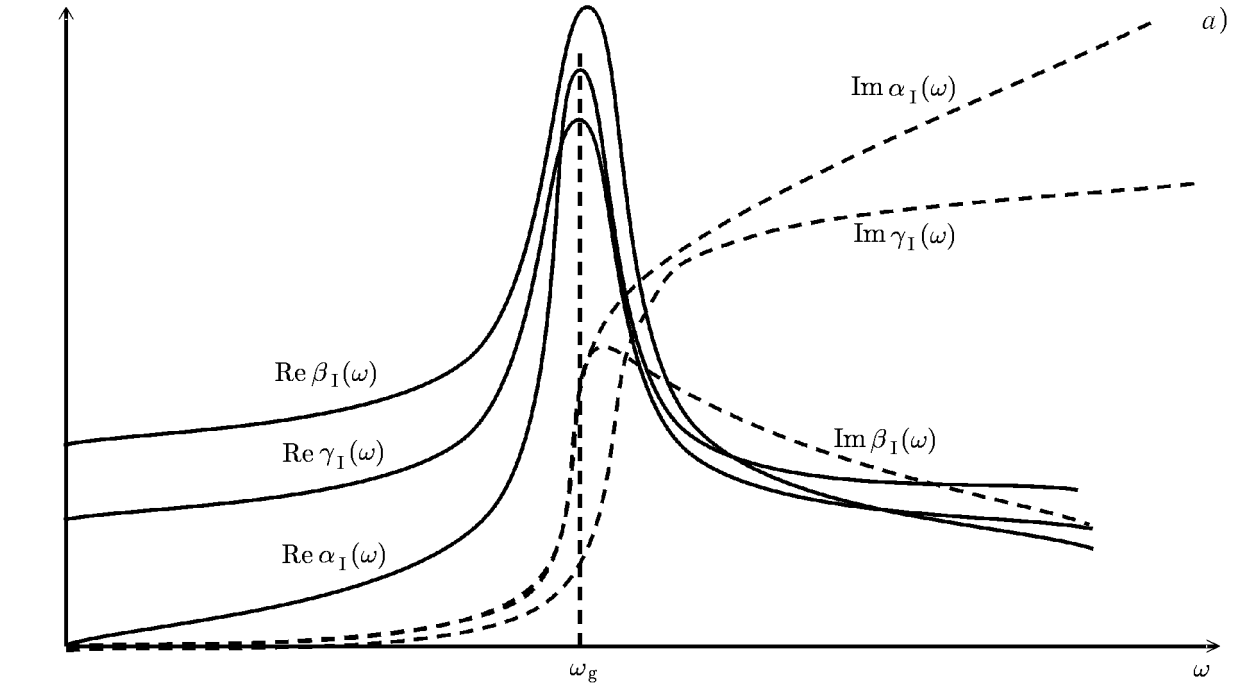
аналогичными соотношениям (6). При зеркальном отражении электронов от поверхности сверхпроводника глуби́ны проникновения продольного и поперечного полей легко находятся и выражаются через продольную и поперечную диэлектрические проницаемости однородного сверхпроводника следующим образом:

$$r_{\rm d}(\omega) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{{\rm d}k_y}{k_y^2\varepsilon_{\parallel}(\omega, k_y)}\,, \qquad \lambda(\omega) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{{\rm d}k_y}{k_y^2 + \omega^2\,[1 - \varepsilon_{\perp}(\omega, k_y)]/c^2}\,. \tag{12}$$

Обычно $r_{\rm d} \ll d$, и коррекцией ёмкости перехода из-за диэлектрических свойств сверхпроводника пренебрегают. В этом случае ёмкость перехода становится не зависящей от частоты действительной величиной s. Глубина проникновения λ магнитного поля и диэлектрическая проницаемость сверхпроводника $\varepsilon_{\perp}$ впервые были вычислены в работе [8]. Функции откликов представляют собой сложные функции частоты, зависящие от величины Λ сверхпроводящей щели, температуры и частот столкновений электронов. Для справки на рис. 1 приведём качественный вид действительных и мнимых частей фурье-образов функций откликов $\alpha_{\rm I}(\omega)$ и $\beta_{\rm I}(\omega)$. Действительные части имеют выраженные пики, а мнимые части резко меняются в окрестности щелевой частоты $\hbar\omega_{\rm g} = 2\Delta$.

Окончательный результат для комплексного эффективного действия $S_{\rm eff} = S' + iS''$, учитывающего как туннельный, так и продольный токи, запишем в виде

$$\begin{aligned} S' = {} & \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t' \int\limits_0^L {\rm d}x\, \chi(t,x) c^2 \gamma(t-t')\, \frac{\partial^2}{\partial x^2}\, \varphi(t',x) - \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t\, {\rm d}x\, \chi(t,x) s\, \frac{\partial^2}{\partial t^2}\, \varphi(t,x) + \\ & + \frac{\hbar}{2e} \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t \int\limits_0^t {\rm d}x\, \chi(t,x) j_{\rm ext} + 8\hbar \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t \int\limits_{t_{\rm i}}^{t_{\rm f}} {\rm d}t' \int\limits_0^L {\rm d}x \left[\alpha_{\rm I}(t-t') \sin\left(\frac{\varphi(t,x) - \varphi(t',x)}{2}\right) - \right. \\ & \left. - \beta_{\rm I}(t-t') \sin\left(\frac{\varphi(t,x) + \varphi(t',x)}{2}\right)\right] \sin\frac{\chi(t,x)}{4} \cos\frac{\chi(t',x)}{4}\,, \end{aligned} \tag{13}$$



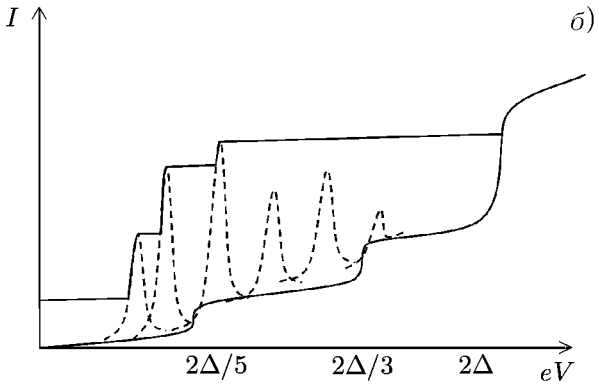


Рис. 1. Зависимости действительных и мнимых частей функций откликов α_{I}, β_{I} и γ_{I} от частоты (a) и качественный вид вольт-амперной характеристики, состоящей из ступеней Фиске и квазичастичных ступеней, обусловленных детектированием собственной джозефсоновской генерации на нелинейностях сверхтока и тока квазичастиц

$$S'' = \left(\frac{\hbar}{2e}\right)^2 \int\limits_{t_{\mathrm{i}}}^{t_{\mathrm{f}}} \mathrm{d}t \int\limits_{t_{\mathrm{i}}}^{t_{\mathrm{f}}} \mathrm{d}t' \left\{ -\frac{1}{2}\,\chi(t) s_{\mathrm{R}}(t-t')\,\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\chi(t') - \frac{1}{2}\,\chi(t)\gamma_{\mathrm{R}}(t-t')\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,\chi(t') + \right.$$
$$\left. + 4\hbar \left[\alpha_{\mathrm{R}}(t-t') \cos\left(\frac{\varphi(t)-\varphi(t')}{2}\right) + \beta_{\mathrm{R}}(t-t') \cos\left(\frac{\varphi(t)+\varphi(t')}{2}\right) \right] \sin\frac{\chi(t)}{4} \sin\frac{\chi(t')}{4} \right\}, \quad (14)$$

где мы ввели новые переменные $\varphi = (\phi + \phi')/2$ и $\chi = (\phi - \phi')$, L — длина контакта. Действительная часть эффективного действия описывает динамические свойства системы, а мнимая — флуктуационные. Первые два члена в выражениях для S' и S'' описывают электродинамические свойства джозефсоновского контакта как длинной линии, член с j_{ext} описывает влияние внешнего тока, последние два члена описывают роль квазичастичного и сверхпроводящего туннельного токов соответственно.

Хорошо известно, что мнимую часть эффективного действия, описывающую флуктуации, обычно можно представить как результат действия некоторых гауссовых стохастических сил.

В данном случае можно написать

$$\exp\left(-\frac{S''}{\hbar}\right) = \left\langle \exp\left(\frac{i}{\hbar}\, S_\xi\right)\right\rangle_{\xi_1,\xi_2,\zeta}, \tag{15}$$

где действительное действие S_ξ описывает взаимодействие джозефсоновской фазы с полями случайных сил

$$S_\xi = \frac{\hbar}{2e}\int\limits_{t_\mathrm{i}}^{t_\mathrm{f}}\int\limits_{t_\mathrm{i}}^{t_\mathrm{f}} \mathrm{d}t \int\limits_0^L \mathrm{d}x \left\{4\left[\xi_1(t,x)\cos\frac{\varphi}{2} + \xi_2(t,x)\sin\frac{\varphi}{2}\right]\sin\frac{\chi}{4} + \zeta(x,t)\chi\right\}, \tag{16}$$

а среднее вычисляется по трём независимым случайным гауссовым полям ξ_1, ξ_2, ζ с нулевыми средними и корреляционными функциями

$$\langle \xi_1(0,0)\xi_1(x,t)\rangle = 2e^2\,\delta(x)\,[\alpha_\mathrm{R}(t) + \beta_\mathrm{R}(t)], \qquad \langle \xi_2(0,0)\xi_2(x,t)\rangle = 2e^2\,\delta(x)\,[\alpha_\mathrm{R}(t) - \beta_\mathrm{R}(t)],$$

$$\langle \xi_1(0,0)\xi_2(x,t)\rangle = 0, \qquad \langle \zeta(0,0)\zeta(x,t)\rangle = 2e^2\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,\delta(x)\gamma_\mathrm{R}(t). \tag{17}$$

Флуктуационные силы ξ_1, ξ_2 связаны с диссипативными компонентами туннельного тока и впервые были введены в [3]. Существование случайной силы ζ обусловлено диссипативной компонентой тока в электродах. До усреднения по случайным силам динамика системы описывается действительным действием $S'_\mathrm{eff} + S_\xi$.

2. УРАВНЕНИЯ ЛАНЖЕВЕНА ДЛЯ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ

Если джозефсоновский контакт имеет макроскопические размеры, его резистивное состояние, даже под воздействием квантовых флуктуаций, может быть описано в квазиклассическом приближении, получающемся из условия экстремума действительного действия: $\delta(S'_\mathrm{eff}+S_\xi)/\delta\chi|_{\chi=0} = 0$. Эта процедура приводит нас к классическому уравнению для джозефсоновской фазы $\varphi(x,t)$, которое в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + \int\limits_0^\infty \mathrm{d}\tau \left\{\alpha_\mathrm{I}(\tau)\sin\left(\frac{\varphi(t,x)-\varphi(t-\tau,x)}{2}\right) + \beta_\mathrm{I}(\tau)\sin\left(\frac{\varphi(t,x)+\varphi(t-\tau,x)}{2}\right)\right\} - \\ - \int\limits_0^\infty \gamma_\mathrm{I}(\tau)\,\frac{\partial^2}{\partial x^2}\,\varphi(t-\tau,x)\,\mathrm{d}\tau - j_\mathrm{ext} = \Xi, \tag{18}$$

где токи нормированы на плотность статического критического тока перехода $j_\mathrm{c} = \int_0^\infty \beta_\mathrm{I}(\tau)\,\mathrm{d}\tau$, времена — на обратную джозефсоновскую плазменную частоту ω_J^{-1}, где $\omega_\mathrm{J} = \sqrt{8\pi e d\, j_\mathrm{c}/(\hbar w)}$, длины — на статическую джозефсоновскую длину $\lambda_\mathrm{J} = v_\mathrm{s}\omega_\mathrm{J}$, где $v_\mathrm{s} = c\sqrt{d\,(d+2\lambda(\omega=0))}$ — скорость Свихарта, $j_\mathrm{ext}(x)$ — распределение внешнего тока, инжектируемого в переход, w — ширина перехода. Левая часть уравнения (18), будучи приравненной нулю, даст уравнение для фазы, усреднённой по состоянию перехода и его окружения. Для точечного контакта уравнение такого типа было получено Вертхаммером [7], в пределе медленных движений оно переходит в широко известное уравнение синус-Гордона, описывающее классическую динамику распределённого джозефсоновского контакта.

Правая часть $\Xi(x,t)$ уравнения (18) является суммой флуктуационных токов, получающихся из уравнения $\Xi = -\delta S_\xi/\delta\chi|_{\chi=0} = \xi^{(1)}(t,x)\cos(\varphi/2)+\xi^{(2)}(t,x)\sin(\varphi/2)+\zeta(t,x)$, где $\xi_1(x,t)$ и $\xi_2(x,t)$ описывают источники флуктуаций, связанные с туннельным током, функция $\zeta(x,t)$ представляет флуктуационный ток, текущий вдоль перехода. Все эти функции представляют гауссовы случайные поля с нулевыми средними и функциями корреляции, определяемыми безразмерной формой соотношений (17).

В пренебрежении членами, описывающими ток вдоль перехода, чему соответствует $\gamma = 0$, уравнение описывает квантовую динамику и флуктуации в точечном джозефсоновском контакте. Последовательный его вывод был проделан в работах [3]. В пределе медленного изменения фазы по сравнению с щелевой частотой $\Delta/\hbar$ уравнение (1) переходит в хорошо известное классическое уравнение синус-Гордона с флуктуационными источниками. Оно было использовано в [9] для анализа роли флуктуаций в динамике распределённого джозефсоновского контакта. Уравнение (1) должно быть дополнено граничными условиями, в качестве которых примем отсутствие тока на концах джозефсоновского перехода. Эти условия получаются путём интегрирования уравнения (18) по координате x и имеют вид

$$\int\limits_{-\infty}^{t} \gamma_{\mathrm{I}}(t-\tau)\,\frac{\partial}{\partial x}\,\varphi(\tau)\,\mathrm{d}\tau\Bigg|_{x=0,L} = h,$$

где h — безразмерное магнитное поле на концах джозефсоновского перехода.

3. РАСЧЁТ ШИРИНЫ ЛИНИИ В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Расчёт ширины спектральной линии излучения может быть проведён в приближении сильного магнитного поля и малой интенсивности шума аналогично работе [10]. Будем искать решение для джозефсоновской фазы в виде $\varphi = \Omega t - hx + \psi + \theta$, где $\psi \ll 1$, медленно изменяющаяся по сравнению с Ω и h функция θ описывает диффузию фазы из-за воздействия шума, Ω — джозефсоновская частота, пропорциональная напряжению на контакте. Затем, считая нелинейные члены в уравнении (1) малыми, найдём в нулевом приближении уравнение, определяющее невозмущённую вольт-амперную кривую и явное выражение для шума:

$$g(\Omega) = \operatorname{Im}\alpha(\Omega/2) = \int\limits_{0}^{\infty} \alpha_{\mathrm{I}}(\tau)\sin\frac{\Omega\tau}{2}\,\mathrm{d}\tau = j_{\mathrm{ext}},$$

$$\Xi_0 = \operatorname{Re}\left\{[\xi_1(t,x)+i\xi_2(t,x)]\exp\left(-i\,\frac{\Omega t - hx + \theta}{2}\right)\right\} + \zeta(t,x).$$

В первом приближении находим линейное интегро-дифференциальное уравнение для высокочастотной компоненты фазы ψ, которое решается с помощью разложения $\psi(x,t) = \sum c_n(t)\psi_n(x)$ по собственным функциям $\psi_n(x) = \sqrt{(2-\delta_{0n})/L}\,\cos(\pi n x/L)$, где δ_{0n} — символ Кронекера. Во втором приближении найдём уравнение для медленной фазы, имеющее вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\theta + \frac{1}{2}\,\frac{\partial}{\partial t}\theta\int\limits_{0}^{\infty}\mathrm{d}\tau\,\tau\alpha_{\mathrm{I}}(\tau)\cos\frac{\Omega\tau}{2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\theta\int\limits_{0}^{\infty}\gamma_{\mathrm{I}}(\tau)\,\mathrm{d}\tau - \frac{\partial^3}{\partial t\partial x^2}\theta\int\limits_{0}^{\infty}\gamma_{\mathrm{I}}(\tau)\tau\,\mathrm{d}\tau =$$
$$= j_{\mathrm{ext}} - I(\Omega + \partial\theta/\partial t, h - \partial\theta/\partial x, x) + \Xi_{\mathrm{eff}}(x,t), \quad (19)$$

где правая часть описывает искажение вольт-амперной кривой из-за преобразования высокочастотного джозефсоновского излучения на нелинейностях сверхпроводящего и квазичастичного токов. Эффективный шум $\Xi_{\rm eff}(x,t)$ также определяется процессами нелинейной конверсии из окрестностей гармоник джозефсоновской частоты в область малых частот. Усредняя уравнение по ансамблю случайной величины и по координате и требуя ненарастания $\langle\partial\theta/\partial t\rangle$, найдём вольт-амперную характеристику $j_{\rm ext} = I(\Omega,h)$, где

$$I(\Omega,h) = g(\Omega) + \frac{1}{2}\sum_n \operatorname{Re}\beta(\Omega/2)\operatorname{Im}\{\beta(\Omega/2)D_n^*(\Omega)\}\,|c_n|^2\,|D_n(\Omega)|^{-2} - \\ - \frac{1}{2}\operatorname{Im}\{2\alpha(\Omega/2) - \alpha(3\Omega/2) - \alpha(-\Omega/2)\}\sum_n |\beta(\Omega/2)c_n|^2\,|D_n(\Omega)|^{-2}. \quad (20)$$

Здесь $c_n(h) = \int_0^L \exp(-ihx)\psi_n(x)\,{\rm d}x$, $D_n(\Omega) = D_n(\omega=\Omega,\Omega) = \gamma(\Omega)k_n^2 - [\alpha_{\rm I}(3\Omega/2) - \alpha_{\rm I}(-\Omega/2)]/4 - -\Omega^2$. Первый член в сумме в (20) определяет искажение вольт-амперной кривой из-за нелинейности туннельного тока, второй обусловлен квазичастичной нелинейностью и описывает эффекты туннелирования квазичастиц, индуцированные джозефсоновским излучением.

Качественный вид вольт-амперной характеристики джозефсоновского контакта показан на рис. 1*б*. В этом же приближении найдём уравнение для медленной флуктуационной компоненты $R_{\rm d}^{-1}\,\partial\theta/\partial t = \Xi_{\rm eff}(x,t)$, где $R_{\rm d}^{-1} = \partial I(\Omega,h)/\partial\Omega$ — обратное дифференциальное сопротивление джозефсоновского контакта. Поскольку ширина линии генерации определяется статистикой случайного процесса, пропорционального $\exp(i\Omega t + i\theta)$, при естественном предположении о широкополосности усреднённого шума находим, что линия генерации имеет лоренцеву форму с шириной $\Gamma = R_{\rm d}^2 S_\Xi(\omega=0)$, где $S_\Xi(\omega=0)$ — спектр мощности стационарной компоненты токовых флуктуаций, выражение для которого имеет вид

$$S_\Xi(\omega=0) = \alpha_{\rm R}(\Omega/2) + \frac{1}{4}\sum_n \left\{2\,[\operatorname{Re}\beta_{\rm I}(\Omega/2)]^2\,|D_n(\Omega)|^{-2} + |\beta_{\rm I}(\Omega/2)|^2|\,A(\Omega)|^2|\,D_n(\Omega)|^{-4}\right\}\times \\ \times\,|c_n|^2\,[k_n^2\gamma_{\rm R}(\Omega) + (\alpha_{\rm R}(3\Omega/2) + \alpha_{\rm R}(\Omega/2))/2]. \quad (21)$$

Здесь $A(\Omega) = \alpha(\Omega/2) - 3\alpha(-\Omega/2) + 3\alpha(-3\Omega/2) - \alpha(-5\Omega/2)$. Первый член представляет собой прямой вклад квазичастичного тока, второй и третий связаны с конверсией высокочастотного шума из окрестностей гармоник и субгармоник джозефсоновской частоты в окрестность нуля. Эффективность конверсии из-за нелинейности квазичастичного и сверхтока определяется функциями откликов и магнитным полем.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы. Была развита теория, самосогласованно описывающая квантовую динамику и флуктуации в длинном джозефсоновском контакте, которая обобщает теорию для сосредоточенного контакта и учитывает наряду с туннельным токи, протекающие по берегам контакта. Было найдено уравнение для матрицы плотности джозефсоновской фазы и показано, что влияние продольного тока на динамику джозефсоновской фазы определяется только поверхностным импедансом сверхпроводящих берегов. Развитая теория применяется для описания динамики резистивного состояния в распределённом джозефсоновском переходе и процессов генерации электромагнитных волн. В квазиклассическом приближении было получено классическое уравнение Ланжевена для джозефсоновской фазы с флуктуационными источниками, обусловленными квантовой динамикой электронной и

электромагнитной подсистем. Корреляционные функции флуктуаций связаны с диссипативными характеристиками туннельного и продольного токов. В пределе сильного магнитного поля были найдены выражения для вольт-амперной характеристики и формы спектральной линии излучения. Обнаружено, что сверхток не даёт прямого вклада в ширину линии генерации, однако нелинейность сверхтока приводит к параметрической конверсии флуктуаций, обусловленных диссипативными компонентами туннельного и продольного токов джозефсоновского контакта, увеличивая ширину линии излучения. Найденные особенности поведения вольт-амперной кривой качественно согласуются с экспериментальными измерениями [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03–02–16533), а также при частичной поддержке МНТЦ (проект № 2445) и ИНТАС (грант № 01–0367).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. // Superconducting Science and Technology. 2004. V. 17. P. S127.
2. Wallraff A., Lukashenko A., Lisenfeld J., et al. // Nature. 2003. V. 425. P. 133.
3. Eckern U., Schon G., Ambegaokar V. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 6 419.
4. Larkin A. I., Ovchinnikov Yu. N. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. P. 6 281.
5. Лихарев К. К. Динамика джозефсоновских контактов. М.: Наука, 1983.
6. Feynman R. P., Hibbs A. R. Quantum mechanics and path integrals. New York: McGraw-Hill, 1965.
7. Werthamer N. R. // Phys. Rev. 1966. V. 147. P. 255.
8. Bardeen J., Mattis D. C. // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 412.
9. Groenbech-Jensen N., Salerno M., Samuelsen M. R. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 308.
10. Salerno M., Samuelsen M. R., Yulin A. V. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5 397.

Поступила в редакцию 29 мая 2005 г.; принята в печать 10 ноября 2005 г.

QUANTUM FLUCTUATIONS IN AN EXTENDED JOSEPHSON JUNCTION AND SPECTRAL PROPERTIES OF JOSEPHSON OSCILLATORS

V. V. Kurin and I. V. Pimenov

Within the framework of tunneling Hamiltonian, we obtained the Langevin equation describing quasiclassical dynamics and fluctuation effects in an extended Josephson junction for voltages comparable to superconducting gap. The Langevin equation describing self-consistently the resistive state and fluctuations due to both the tunnel current and the electromagnetic field is derived. Current–voltage characteristics of a Josephson oscillator are calculated in the high magnetic field approximation. The intensity and shape of the spectral line of the radiation due to vortices moving in an extended Josephson junction are found.

УДК 537.312.62

СУПЕРГЕТЕРОДИННЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ПРИЁМНИКИ СО СВЕРХПРОВОДНИКОВЫМ СМЕСИТЕЛЕМ НА ЭЛЕКТРОННОМ РАЗОГРЕВЕ

М. И. Финкель, С. Н. Масленников, Г. Н. Гольцман

Московский педагогический государственный университет, г. Москва, Россия

Рассматриваются последние достижения в разработке смесителей на эффекте электронного разогрева. Существенное внимание уделяется оптимизации контактов между антенной и активным участком сверхпроводящей плёнки. Важный результат достигнут в исследовании паразитного эффекта прямого детектирования при измерениях шумовой температуры методом горячей и холодной нагрузок. Рассмотрены последние результаты исследований смесителей на эффекте электронного разогрева в волноводном исполнении, а также успехи в их практическом применении. Рассмотрен прогресс в разработке высокочастотных гетеродинных приёмников (более 1,2 ТГц) для некоторых важных международных проектов и описаны новые проекты в субмиллиметровой радиоастрономии — ESPRIT и SAFIR.

ВВЕДЕНИЕ

Малошумящие широкополосные супергетеродинные приёмники терагерцового диапазона (от 300 ГГц до 3 ТГц) могут применяться в таких областях, как связь, радиолокация высокого разрешения, сканирующие системы и спектрометры для биологии и медицины, широкополосная межспутниковая связь, экология и метеорология (дистанционное зондирование верхних слоёв атмосферы для отслеживания «парниковых» и озоноразрушающих газов), физика плазмы. Наиболее широко терагерцовые смесители используются в радиоастрономии, благодаря которой человечество получает важные сведения о строении и развитии Вселенной. Терагерцовый и дальний инфракрасный диапазоны частот (0,3÷30 ТГц) стали доступны для радиоастрономических наблюдений сравнительно недавно. Именно на эти диапазоны приходятся частоты вращательных переходов молекул (CO, H_2O и др.), несущих информацию о молекулярных и пылевых облаках.

До недавнего времени в терагерцовой радиоастрономии наибольшее распространение получили приёмники на основе диодов с барьером Шоттки и переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС). Шумовая температура наиболее чувствительных смесителей на диодах Шоттки составляет 880 К на частоте 0,6 ТГц [1], однако с ростом частоты она быстро увеличивается, достигая на 2,5 и 4,85 ТГц значений 8 500 и 70 000 К [2] соответственно. Кроме того, мощность гетеродина, необходимая для закачки смесителя на диодах Шоттки, оказывается слишком высокой [3], что приводит к увеличению массы и размеров приёмника. На частотах до 1 ТГц приоритет отдаётся СИС-смесителям, т. к. они сочетают высокую чувствительность с широкой полосой промежуточных частот (ПЧ) и требуют малую мощность гетеродина. На частоте 1,3 ТГц лабораторные прототипы приёмников на основе туннельных СИС-переходов Nb/AlN/NbTiN показывают шумовую температуру около 550 К [4]. Однако на частотах выше 1,3 ТГц шумовая температура СИС-смесителей быстро возрастает, т. к. допустимая частота гетеродина принципиально ограничена величиной энергетической щели сверхпроводникового материала СИС-смесителя. Напротив, эффект электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых плёнках позволяет осуществлять гетеродинное преобразование на частотах, превышающих величину энергетической щели используемого сверхпроводникового материала, и уже реализованы смесители на эффекте электронного разогрева, работающие на частотах в несколько десятков терагерц.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Сверхпроводниковые смесители на эффекте электронного разогрева обладают рядом принципиальных особенностей, которые делают их весьма перспективными для реализации чувствительных широкополосных приёмников с высокими частотами гетеродина. Во-первых, в тонких разупорядоченных металлических плёнках время релаксации импульса очень мало, и поглощение излучения не зависит от частоты вплоть до очень высоких частот. Высокая чувствительность при этом достигается не за счёт зависимости подвижности от температуры, как в полупроводниках, а за счёт гораздо более сильной температурной зависимости сопротивления в условиях перехода в сверхпроводящее состояние. Во-вторых, время энергетической релаксации электронов здесь также очень мало. Так, в практически важном материале — тонких плёнках NbN — оно достигает 10^{-11} с при температуре перехода в сверхпроводящее состояние, что принципиально позволяет реализовать NbN-смеситель на эффекте электронного разогрева с полосой преобразования около 10 ГГц.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ КОНТАКТОВ МЕЖДУ АНТЕННОЙ И СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЁНКОЙ

При разработке технологии изготовления смесителей на эффекте электронного разогрева в тонких плёнках NbN в резистивном состоянии были проведены исследования контактов между антенной и активной частью сверхпроводящей плёнки, которая обычно выполняется в виде мостика, интегрированного в антенну. Как известно, внутренние потери преобразования NbN-смесителей (т. е. полные потери преобразования за исключением входных потерь в оптике) составляют $8 \div 10$ дБ [5]. По оценкам бóльшая часть внутренних потерь приходится на контактное сопротивление между планарной антенной и активным участком сверхпроводящей плёнки [6, 7].

Исследования смесителей с оптимизированными контактными структурами, опубликованные в работе [8], демонстрируют существенное улучшение согласования сверхпроводящего мостика с антенной. На рис. 1 из работы [8] представлены внешний вид смесителя с оптимизированными контактами и схематичное изображение сечения многослойной структуры, лежащей в основе такого смесителя.

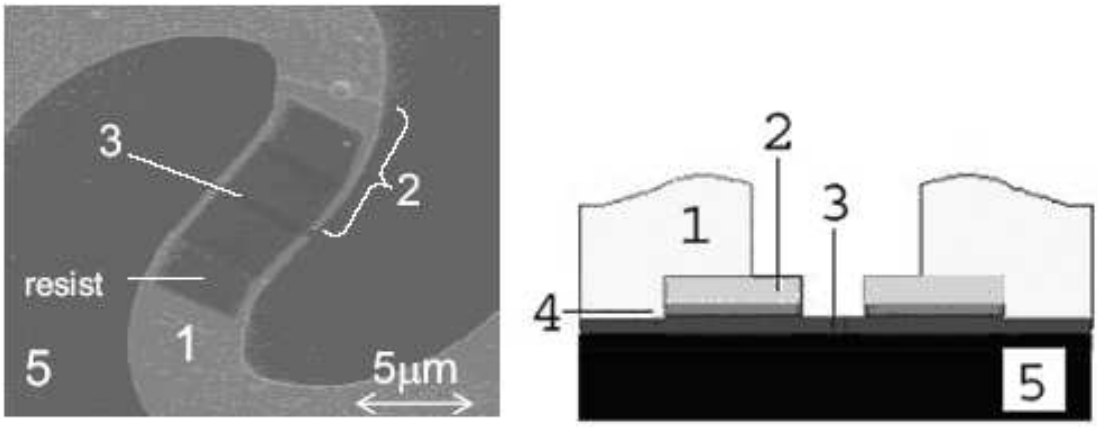


Рис. 1. (*а*) Фотография NbN-мостика, интегрированного со спиральной антенной, выполненная на сканирующем электронном микроскопе, и (*б*) схематичное изображение оптимизированной многослойной контактной структуры [8]

Спиральная антенна, образованная из золотого слоя с толщиной 120 нм (слой *1* на рис. 1*б*), используется для согласования сверхпроводящего мостика с излучением и для смещения его рабочей точки по постоянному току. Соединение между мостиком *3* и антенной осуществляется с помощью контактной структуры, состоящей из слоя золота *2* и промежуточного слоя NbTiN *4*, нанесённого на очищенную поверхность NbN, чтобы избежать подавления сверхпроводимости в плёнке NbN под золотыми контактам вследствие эффекта близости.

Шумовая температура приёмников на основе смесителей с оптимизированными контактами достигает 1 000 K при частоте гетеродина 2,5 ТГц [9]. При этом смесители с неоптимизированными контактами того же объёма демонстрируют шумовую температуру 2 200 K. Вместе с тем близкие значения шумовой температуры могут быть достигнуты при использовании другой технологии, но для смесителей большего объёма. Так, в работе [10] приводятся значения 1 300 и 3 100 K при частотах гетеродина 2,5 и 3,8 ТГц соответственно.

3. ПОНИЖЕНИЕ ШУМОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Измерения шумовой температуры осуществляются в криостате по стандартной схеме горячей и холодной нагрузок. Основной измеряемой величиной в таких исследованиях является Y-фактор, определяемый как отношение выходной мощности приёмника при тёплой нагрузке (с температурой $T_{\rm hot}$) на входе к выходной мощности при холодной нагрузке (с температурой $T_{\rm cold}$). В этом случае при корректности приближения Рэлея—Джинса для мощности теплового излучения шумовая температура $T_{\rm n}$ выражается через Y-фактор следующим образом:

$$T_{\rm n} = \frac{T_{\rm hot} - YT_{\rm cold}}{Y-1} \ . \tag{1}$$

Тепловое излучение нагрузки может приводить не только к гетеродинному преобразованию, но и к общему нагреву сверхпроводящей плёнки и, следовательно, к смещению рабочей точки. Этот эффект в большей степени связан с входной полосой антенны, которая составляет несколько терагерц для наиболее распространённых в области частот более 2 ТГц спиральных антенн. Мощность, излучаемая широкополосным источником, каким является чёрное тело, оказывается настолько большой, что может измениться режим работы смесителя. Так, например, при замене в сигнальном тракте горячей нагрузки на холодную ток смещения может заметно возрасти. Такое нежелательное изменение рабочей точки и характеристик смесителя под действием широкополосного теплового излучения нагрузки получило название эффекта прямого детектирования. Поскольку выходная мощность смесителя зависит от положения рабочей точки, этот эффект приводит к ошибке в измерениях Y-фактора. Величина такой ошибки в каждой рабочей точке может быть выражена через измеренное изменение рабочего тока смесителя ΔI и производную выходной мощности по току смещения $\mathrm{d}P_{\rm out}/\mathrm{d}I$. Скорректированный Y-фактор при учёте вклада прямого детектирования можно в первом приближении вычислить как

$$Y_{\rm cor} = \frac{P_{\rm hot} - (\mathrm{d}P_{\rm out}/\mathrm{d}I)_{I=I_0}\,\Delta I}{P_{\rm cold}} \ , \tag{2}$$

где I_0 — ток смещения в оптимальной рабочей точке, $P_{\rm hot}$ и $P_{\rm cold}$ — выходная мощность приёмника при размещении на входе тёплой и холодной нагрузок соответственно.

В работе [10] влияние эффекта прямого детектирования было исследовано для типичного NbN-смесителя в широкой области напряжений смещения и мощностей гетеродина вблизи оптимальной точки. Минимальная шумовая температура приёмника на основе исследованного в этой работе смесителя при частоте гетеродина 2,5 ТГц в двухполосном режиме составляет 2 400 K.

Скорректированное значение шумовой температуры при этом составляет 2 200 K. Похожие исследования представлены в работе [11]. В работах [10, 12] предлагается способ существенного уменьшения эффекта прямого детектирования. При внесении в высокочастотный тракт смесителя узкополосного охлаждаемого фильтра с центральной частотой вблизи частоты гетеродина эффект прямого детектирования становится пренебрежимо малым, а измеренная шумовая температура приближается к истинному значению, уменьшаясь от 2 400 до 2 000 K [10].

4. ПРОГРЕСС В РАЗРАБОТКЕ ВОЛНОВОДНЫХ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ЭФФЕКТЕ ЭЛЕКТРОННОГО РАЗОГРЕВА

Телескоп RLT (Receiver Lab Telescope) — терагерцовый телескоп наземного базирования, расположенный в северной части Чили на высоте 5 525 м. Эта местность характерна тем, что коэффициент пропускания атмосферы в трёх окнах прозрачности на частотах более одного терагерца составляет 50 %. Телескоп RLT оборудован волноводными смесителями на электронном разогреве с фононным каналом охлаждения для наблюдений в четырёх окнах прозрачности в диапазоне частот от 800 ГГц до 1,6 ТГц. С начала наблюдений на этом телескопе в конце 2002 года возможности RLT существенно расширились. Если первоначальные наблюдения ограничивались окнами прозрачности на частотах 850 ГГц и 1,03 ТГц из-за недоступности твердотельных источников гетеродина на других частотах, то уже в 2004 году начаты наблюдения в окнах прозрачности атмосферы на частотах 1,3 и 1,5 ТГц. В этих окнах прозрачности можно наблюдать линии ^{12}CO $J = 11 \to 10$ и $J = 13 \to 12$ с частотами 1,267 и 1,497 ТГц соответственно, а также линию [NII].

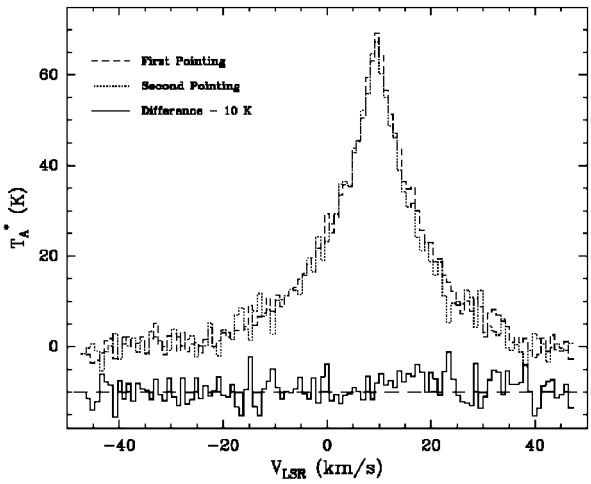


Рис. 2. Радиоастрономические данные, полученные при наблюдении молекулярного облака Ориона на частоте молекулярного перехода ^{12}CO $J = 9 \to 8$ [13]

В работе [13] изложены первые результаты по исследованиям этих линий, самых высокочастотных из когда-либо наблюдавшихся на телескопах наземного базирования. На рис. 2 представлены данные о молекулярном скоплении Ориона, полученные в 2004 году при помощи этого телескопа на частоте 1,037 ТГц (переход $J = 9 \to 8$ молекулы ^{12}CO).

5. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ЭФФЕКТЕ ЭЛЕКТРОННОГО РАЗОГРЕВА

Для накачки сверхпроводниковых смесителей на эффекте электронного разогрева на частотах менее 2 ТГц в качестве источников гетеродинов обычно используются СВЧ генераторы с умножителями частоты. Однако на более высоких частотах выходная мощность таких источников не достаточна для их использования в качестве гетеродинов. Многообещающей альтернативой являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) терагерцового диапазона. Недавно продемонстрированные [14] характеристики ККЛ: генерация в частотном диапазоне $1{,}9 \div 4{,}8$ ТГц, диапазон рабочих температур, достигающий 140 K, высокая выходная мощность, достигающая 90 мкВт,

одномодовая генерация и малая ширина линии генерации, делают их особенно привлекательными для использования в гетеродинных приёмниках терагерцового диапазона. В работе [15] проведены исследования приёмника терагерцового диапазона, состоящего только из твердотельных элементов, включая NbN-смеситель на эффекте электронного разогрева. Такой приёмник уже может быть использован для спектроскопии высокого разрешения на частотах более 2 ТГц и пригоден к использованию на космических обсерваториях. В приёмнике в качестве источника гетеродина использован ККЛ с частотой генерации 2,8 ТГц. Измеренная шумовая температура приёмника в двухполосном режиме составила 1 400 К на частоте 2,8 ТГц при рабочей температуре 4,2 К (без учёта потерь в оптике). Показано, что несинхронизированный ККЛ имеет достаточно стабильную выходную мощность для реализации практического приёмника с беспрецедентной комбинацией чувствительности и стабильности работы. В настоящее время смесители на эффекте электронного разогрева представляют собой единственный инструмент, пригодный для радиоастрономических и атмосферных наблюдений на частотах более 1,3 ТГц. Как видно из рис. 3, двухполосная шумовая температура приёмников на основе NbN- смесителей, измеренная в различных лабораториях мира, лежит вблизи уровня десяти квантовых пределов в широком диапазоне частот, а рекордные шумовые температуры достигают восьмикратного квантового предела.

Стабильность работы приёмников на основе сверхпроводящих смесителей на электронном разогреве также исследовалась в ряде работ. Показано, что спектр шумов смесителя в оптимальной по шумовой температуре рабочей точке позволяет определить оптимальное время интегрирования, которое составляет около 1 с [16, 17]. При исследованиях стабильности коэффициента преобразования смесителя было показано, что применение достаточно стабильного источника гетеродина позволяет проводить непрерывные измерения в течение как минимум двух часов [18]. Входные полосы различных типов планарных спиральных антенн по уровню 3 дБ, измеренные в детекторном режиме на фурье-спектрометре, лежат в диапазоне $0{,}5 \div 2$ ТГц [19]. Ширина диаграммы направленности гибридной антенны, состоящей из вытянутой полусферической линзы и планарной спиральной антенны, в гетеродинном режиме составляет около 1° [20]. Полоса преобразования смесителей на эффекте электронного разогрева в плёнках NbN с толщиной 2 нм, напылённых на кремниевую подложку с подслоем MgO, достигает 5,2 ГГц.

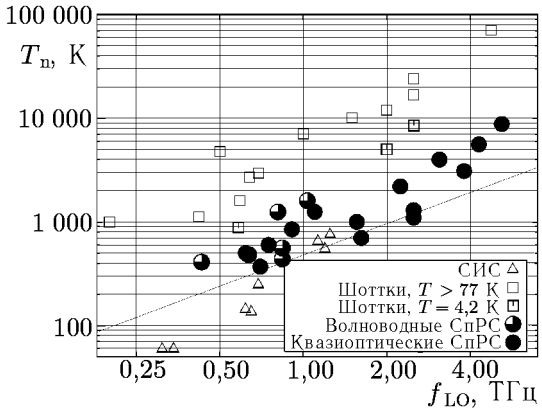


Рис. 3. Зависимость шумовой температуры T_n от частоты гетеродина f_{LO} и типа смесителя. СпРС — смесители на основе сверхпроводников в резистивном состоянии. Сплошная линия соответствует $T_n = 10hf_{LO}/k$; h и k — постоянные Планка и Больцмана соответственно

Указанные характеристики делают возможным применение смесителей на электронном разогреве в целом ряде терагерцовых инструментов, предназначенных как для радиоастрономических наблюдений, так и для дистанционного зондирования атмосферы Земли. Большинство этих проектов разрабатываются уже в течение нескольких лет, и многие из них близки к реализации. Это такие проекты, как «Hershel» (с базированием на спутнике), TELIS (с базированием на воздушном шаре), SOFIA (с базированием на самолёте в верхних слоях атмосферы), APEX (наземного базирования).

Разрабатываемый в настоящее время трёхканальный (500 ГГц, 625 ГГц, 1,8 ТГц) криогенный гетеродинный спектрометр с базированием на воздушном шаре TELIS (TErahertz and submm

LImb Sounder) позволит проводить зондирование верхних слоёв земной атмосферы в субмиллиметровом и дальнем инфракрасном диапазонах. Этот инструмент разрабатывается консорциумом основных европейских институтов, включая Space Research Organization of the Netherlands (SRON) в Нидерландах, Rutherford Appleton Laboratory (RAL) в Великобритании и Deutschen Zentrum fur Luft- und Raumfahrt (DLR) в Германии (ведущий институт). Один из трёх каналов TELIS, разрабатываемый в DLR, предназначен для измерений триплетного перехода молекулы OH на частоте 1,8 ТГц. В гетеродинных приёмниках этого канала будут использованы малошумящие смесители на эффекте электронного разогрева в плёнках NbN. Недавно была собрана лабораторная версия гетеродинного приёмника для TELIS (с лазером дальнего инфракрасного диапазона в качестве гетеродина) и были успешно проведены первые эксперименты с газовой ячейкой [21].

Угловое (и иногда спектральное) разрешение наблюдательных станций в терагерцовом диапазоне остаётся весьма ограниченным, несмотря на то, что этот частотный диапазон обладает первостепенной важностью для современной астрофизики. Так, например, инструмент HIFI для космической обсерватории «Hershel» Европейского космического агентства обладает ограниченным угловым разрешением (от 10 до 30 угловых секунд) лишь в частотном диапазоне до 2 ТГц. Наблюдения областей формирования звёзд и планет требуют крайне высокого углового разрешения, как и высокого частотного разрешения в полном терагерцовом диапазоне (до 6 ТГц).

Недавно началась разработка проекта космического гетеродинного интерферометра ESPRIT (Exploratory Submm Space Radio-Interferometric Telescope) [22], предназначенного для исследования областей формирования звёзд и планет в тех частях терагерцового диапазона, которые закрыты для наблюдений с поверхности Земли и не входят в рабочий диапазон частот космического телескопа «James Webb» (JWST). По замыслу интерферометр будет состоять из шести элементов и обладать возможностью получения изображений на выбранных частотах в диапазоне от 0,5 до 6 ТГц. Каждый элемент будет укомплектован гетеродинным приёмником. На частотах более 1,5 ТГц будут использоваться сверхпроводящие смесители на эффекте электронного разогрева, хотя для того, чтобы удовлетворить требованиям проекта, понадобится существенное расширение полосы промежуточных частот по сравнению с уже достигнутыми значениями.

Космический телескоп SAFIR [23], который в настоящее время разрабатывается Национальной аэрокосмической администрацией США совместно с Лабораторией реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory) и Центром космических полётов им. Годдарда (Goddard Space Flight Center), представляет собой большой криогенный телескоп космического базирования с единственным основным зеркалом с диаметром 8÷10 м, планируемый как следующий шаг телескопов в астрофизике после «Spitzer» и «Hershel». SAFIR будет обладать беспрецедентной чувствительностью в важнейшем интервале частот между инфракрасным диапазоном, в котором проводятся радиоастрономические наблюдения на космическом телескопе «James Webb», и СВЧ диапазоном, в котором наблюдения уверенно проводятся с поверхности Земли. Этот телескоп предназначен для исследования процессов формирования самых первых звёзд и галактик и позволяет проникнуть сквозь завесу межзвёздной пыли для исследования процессов формирования планетарных систем в нашей собственной галактике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hesler J., Hall W., Crowe T., et al. // Proc. 7th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 1996. P. 462.
2. Betz A., Borejko R. // Proc. 7th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 1996. P. 503.
3. Ellison B., Maddison B., Matheson D., et al. // Proc. 7th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 1996. P. 494.

4. Karpov A., Miller D., Rice F. R., et al. // Proc. SPIE. 2004. V. 5 498. P. 616.
5. Semenov A., Hübers H.-W., Richter H., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2003. V. 13, No. 2. P. 168.
6. Merkel H., Khosropanah P., Yngvesson K. S., et al. // Proc. 12th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2001. P. 55.
7. Kroug M., Cherednichenko S., Choumas M., et al. // Proc. 12th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2001. P. 244.
8. Hajenius M., Baselmans J., Gao J., et al. // Proc. 14th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2003. P. 413.
9. Baselmans J., Hajenius M., Gao J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 1 958.
10. Vachtomin Y., Antipov S., Maslennikov S., et al. // Proc. 15th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2001. P. 236.
11. Cherednichenko S., Kollberg E., Angelov I., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 100.
12. Baselmans J., Baryshev A., Reker S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. Article no. 163 503.
13. Marrone D. P., Blundell R., Tong E., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 50.
14. Hübers H.-W., Pavlov S., Semenov A., et al. // Proc. 16th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2005. P. 35.
15. Gao J., Hovenier J., Yang Z., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 36
16. Semenov A., Hübers H.-W., Richter H., et al. // Proc. 13th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2002. P. 229.
17. Baselmans J., Kooi J., Baryshev A., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 162.
18. Blundell R., Barrett J., Gibson C. G. H., et al. // Proc. 13th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2002. P. 159.
19. Loudkov D., Khosropanah P., Cherednichenko S., et al. // Proc. 13th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2002. P. 373.
20. Hübers H.-W., Semenov A., Richter H., et al. // Proc. 12th Int. Symp. Space Terahertz Technology. 2001. P. 286.
21. Mair U., Suttywong N., Hübers H.-W., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 62.
22. Wild W., de Graauw T., Baryshev A., et al. // Abstract Book-ISSTT 2005. P. 51.
23. http://safir.jpl.nasa.gov.

Поступила в редакцию 17 июня 2005 г.; принята в печать 25 августа 2005 г.

TERAHERTZ HETERODYNE RECEIVERS BASED ON HOT-ELECTRON BOLOMETER MIXERS

M. I. Finkel, S. N. Maslennikov, and G. N. Gol'tsman

This paper considers the latest results in development of terahertz hot-electron bolometer (HEB) mixers. The special attention is paid to recent researches into optimization of the contacts between the antenna and the active area of the superconducting film. The researches into the contribution of the effect of direct detection to the noise temperatures measured by the Y-factor technique and to the consequent preliminary calibrations of the practical receivers are considered. The latest results of the waveguide HEB mixers investigations and their successful practical applications are considered, as well as the progress in development of high-frequency (over 1.3 THz) heterodyne receivers for several important international projects. Future applications of HEB mixers in the new-generation submillimeter radioastronomy projects are discussed.

УДК 621.383.2

РАЗРАБОТКА ТЕРАГЕРЦОВЫХ СМЕСИТЕЛЕЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

В. Г. Божков [1], *В. А. Геннеберг* [1], *Д. Ю. Кузяков* [1], *К. И. Куркан* [1], *Л. И. Федосеев* [2]

[1] ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», г. Томск;
[2] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Разработаны терагерцовые смесители с монолитными интегральными схемами, содержащими балансные, последовательные и встречно-параллельные пары диодов Шоттки. Описываются конструкции этих смесителей и методика исследования их параметров. Наилучший результат получен с антипараллельной парой диодов: при работе на второй гармонике гетеродина вблизи частоты 0,71 ТГц двухполосная шумовая температура приёмника составила 5 600 ÷ 7 500 К.

ВВЕДЕНИЕ

Успехи твердотельной интегральной технологии создали реальную базу для продвижения в терагерцовый диапазон частот усложнённых схемных решений СВЧ элементов и узлов, ставших уже привычными на более длинных волнах. В области приёмной техники это коснулось, прежде всего, чувствительных элементов приёмников — их смесителей. В терагерцовом диапазоне проблема высококачественных смесителей и гетеродинов является одной из наиболее острых [1]. Ниже описаны некоторые апробированные авторами пути создания терагерцовых смесителей на базе различных монолитных микросхем, содержащих диоды с барьером Шоттки (ДБШ), особенности конструкций, методика и результаты исследования параметров разработанных смесителей.

1. КОНСТРУКЦИИ СМЕСИТЕЛЕЙ. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для эффективной работы смесителей необходимо, чтобы их предельная частота как минимум на порядок превосходила рабочую частоту. Для достижения таких значений в терагерцовом диапазоне ёмкость диода должна составлять несколько фемтофарад, последовательное сопротивление — около 10 Ом, а размеры диода — около 1 мкм. Однако технологические проблемы, возникшие на пути изготовления смесителей с субмикронным окном барьера Шоттки (БШ), привели к необходимости рассмотреть возможность использования ранее разработанных конструкторско-технологических решений, реализованных в диапазонах длин волн 1,5 и 0,8 мм [2, 3] и показавших самые высокие для своего времени результаты, а также некоторых других подходов [4] к созданию смесителей терагерцового диапазона. Прежде чем остановиться подробнее на некоторых из них, подчеркнём, что, как и в [3], ставка была сделана на использование двухвходовых смесителей, не нуждающихся в дополнительном диплексере для подачи принимаемого излучения и излучения гетеродина. Все монолитные интегральные схемы (МИС) монтировались в волноводах соответствующего сечения, плавно переходящих во входной и гетеродинный рупоры с диаметром раскрыва 2 мм, благодаря чему существенно уменьшались потери при стыковке с антенным и гетеродинным трактами.

1.1. Балансные смесители

Балансные смесители с монолитной интегральной схемой, изготовленной методом масштабного копирования хорошо зарекомендовавшей себя МИС [3] и размещённой в круглом волноводе с диаметром 0,5 мм, испытывались в составе супергетеродинного приёмника со сменными гетеродинами (лампами обратной волны (ЛОВ) ОВ-65 в диапазоне 230÷380 ГГц и ОВ-80 в диапазоне 450÷650 ГГц) и усилителем промежуточной частоты (УПЧ) с шумовой температурой $T_{\text{УПЧ}} = 60$ К в полосе от 750 до 850 МГц. В результате калибровки по излучению двух согласованных нагрузок, находящихся при комнатной температуре и температуре кипящего азота соответственно, было установлено, что в окрестности 370 ГГц двухполосная шумовая температура приёмника $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$ составила 4 000 К (в [3] на этой частоте было получено значение 1 750 К). Вблизи 470 и 580 ГГц, где должны бы располагаться максимумы чувствительности, двухполосная шумовая температура приёмника составила 44 000 и 50 000 К соответственно. Столь резкое ухудшение шумовой температуры, вероятно, связано с двумя факторами: 1) при масштабном копировании не удалось сделать окна диодов Шоттки меньше 1,5÷2,0 мкм; 2) в высокочастотном крыле диапазона явно не хватало мощности гетеродина. Повторное исследование смесителя на базе упомянутой МИС, но уже с контролируемыми размерами окон 2,0 × 0,5 мкм подтвердило справедливость предположения о недостатке мощности гетеродина на частотах выше 450 ГГц. В связи с этим все последующие разработки были направлены на создание смесителей с субгармонической накачкой.

1.2. Смесители с субгармонической накачкой

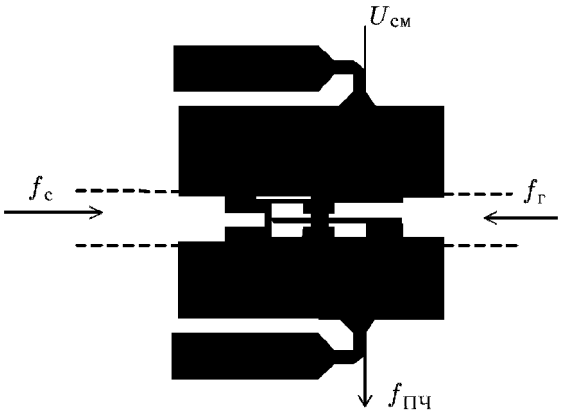


Рис. 1. Увеличенное изображение МИС: $f_{\text{с}}$ — частота сигнала, $f_{\text{г}}$ — частота гетеродина, $f_{\text{ПЧ}}$ — промежуточная частота, $U_{\text{см}}$ — напряжение смещения

1.2.1. Смесители на базе МИС с последовательно включённой («балансной») диодной парой были опробованы и в режиме работы с субгармонической накачкой. Для этого МИС (см. рис. 1) типа упомянутой в предыдущем разделе, но с субмикронными размерами окон БШ устанавливалась в корпусе, содержащем рупорно-волноводные переходы для подведения сигнала и излучения гетеродина к двум различным отрезкам волновода: сигнальному с сечением 0,4 × ×0,2 мм и гетеродинному с сечением 0,7×0,2 мм. Благодаря одинаковой высоте входного и гетеродинного волноводов, с одной стороны, значительно упростилась технология изготовления волноводного корпуса, а с другой — заметно уменьшились размеры МИС. Показатель идеальности вольт-амперных характеристик ДБШ в монолитной интегральной схеме составлял не более 1,3 при площади барьера Шоттки, равной 0,5×2,0 мкм. Паразитная конструктивная ёмкость диодов не превышала 7 фФ, последовательное сопротивление оказалось несколько завышенным и составило 35÷40 Ом, рассчитанная по площади перехода ёмкость БШ — около 3,5 фФ.

Подача смещения и вывод сигнала промежуточной частоты, как и раньше, осуществлялись через коаксиальные переходы. В качестве гетеродина использовалась ЛОВ типа ОВ-65.

Уже первые эксперименты показали, что приём вёлся одновременно по прямому и зеркальному каналам как на первой, так и на второй гармониках гетеродина. Поэтому в дальнейшем СВЧ характеристики измерялись на стенде, который представлял собой радиометр, дополненный перестраиваемым интерферометром Майкельсона, установленным между выходом модулятора (на базе сверхразмерного волновода с сечением 14×14 мм) и пирамидальным переходом к сигнальному входу смесителя. По интерферограммам (зависимостям выходного сигнала от разности хода) удалось определить соотношение между уровнями выходного сигнала на первой и второй гармониках. При этом в качестве источника излучения со сплошным спектром использовалась ртутная лампа ПРК-4.

Для измерения шумовой температуры приёмника модулятор ставился в положение «пропускание», а «тёплая» и «холодная» согласованные нагрузки поочерёдно размещались перед его входом. Поскольку потери в тракте от входа модулятора до смесителя не измерялись, все полученные данные о шумовой температуре приёмника и двухполосной шумовой температуре смесителя содержат в себе вклад этих потерь.

Наилучшие результаты приёма на второй гармонике были получены при частоте гетеродина 314 ГГц: двухполосная шумовая температура приёмника

$$T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}(628\ \text{ГГц}) \approx 9\,300\ \text{К}, \tag{1}$$

двухполосная шумовая температура смесителя

$$T_{\text{см}}^{\text{DSB}}(628\ \text{ГГц}) \approx 8\,100\ \text{К}, \tag{2}$$

потери преобразования

$$L(628\ \text{ГГц}) \approx 17{,}4\ \text{дБ} \tag{3}$$

(двухполосная шумовая температура смесителя и потери преобразования вычислялись аналогично тому, как это делалось в [2, 3]). При этом на первой гармонике

$$T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}(314\ \text{ГГц}) \approx 7\,000\ \text{К}, \qquad T_{\text{см}}^{\text{DSB}}(314\ \text{ГГц}) \approx 5\,900\ \text{К}, \qquad L(314\ \text{ГГц}) \approx 16{,}1\ \text{дБ}. \tag{4}$$

В дальнейшем были приняты меры по подавлению сигнала на первой гармонике, просачивающегося к нелинейному элементу. Для этого была увеличена длина входного волновода и соответственно уменьшена длина гетеродинного.

Поскольку вышеупомянутые смесители с субгармонической накачкой не являются балансными по второй гармонике гетеродина (об этом напоминают кавычки в первой фразе этого раздела), они должны существенно проигрывать по шумовым характеристикам смесителям с гармонической накачкой (на первой гармонике). Поэтому последующие исследования велись по линии создания «классических» субгармонических смесителей с антипараллельной диодной парой.

1.2.2. Субгармонические смесители на основе антипараллельной диодной пары довольно широко распространены в миллиметровом диапазоне длин волн и несколько меньше — в субмиллиметровом.

В известных конструкциях субгармонических смесителей терагерцового диапазона [1, 5] антипараллельная диодная пара включается обычно в подвешенную полосковую линию на кварцевой подложке, пересекающей под прямым углом через середину широкой стенки (параллельно узкой) сигнальный и гетеродинный волноводы, параллельные либо ориентированные под прямым углом. Согласование диодной пары с обоими волноводными каналами достигается с помощью короткозамыкателей, но при достаточно тщательном конструировании можно обойтись

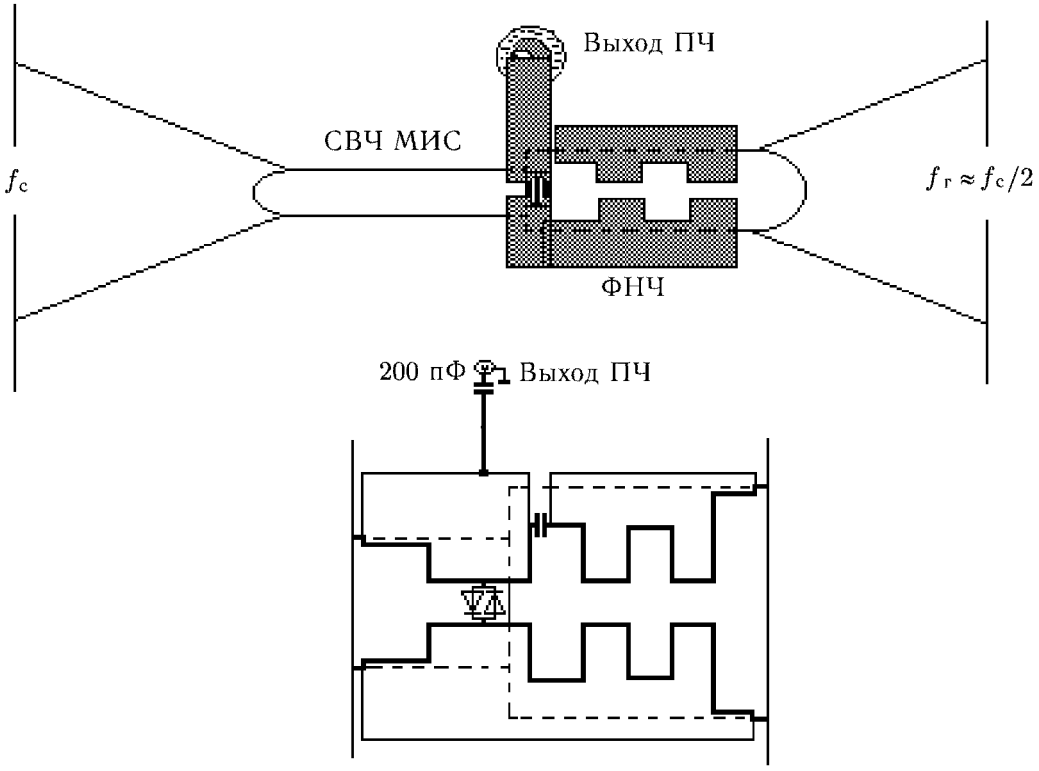


Рис. 2

и без подстроечных элементов [5]. На полосковой линии формируется также фильтр промежуточной частоты (ПЧ) и фильтр, обеспечивающий развязку каналов сигнала и гетеродина. Заметим, что диодная пара может находиться в сигнальном канале либо между каналами.

Предложенная авторами настоящей работы конструкция субгармонического смесителя (см. рис. 2) принципиально отличается от описанных в [1, 5]. Монолитно-интегральная схема смесителя мембранного типа (МИСМ) [1], содержащая антипараллельную диодную пару вместе с элементами согласования с каналами сигнала и гетеродина, располагается в E-плоскости комбинированного волновода на стыке волноводов двух сечений: $0{,}2 \times 0{,}4$ мм (сигнальный канал) и $0{,}35 \times 0{,}70$ мм (гетеродинный канал). Схема включает в себя также запирающий фильтр по сигналу (ФНЧ) в гетеродинной части смесителя (см. увеличенное изображение в нижней части рис. 2).

Активные элементы МИСМ (антипараллельная или субгармоническая диодная пара) изготовлены по известной технологии, разработанной впервые при создании диодов 3А138 [6, 7]. Размеры кристалла с антипараллельной диодной парой составляют примерно 80×80 мкм при толщине около 40 мкм. Это довольно большие размеры, соизмеримые с половиной длины волны сигнала (с учётом диэлектрической постоянной арсенида галлия). Точно учесть заранее возможное влияние этого фактора практически невозможно, что, в свою очередь, требует проведения экспериментального исследования характеристик смесителя в как можно более широком диапазоне частот.

Для создания барьеров Шоттки использовались обычные эпитаксиальные AsGa-структуры с полуизолирующей подложкой i-n$^+$-n-типа. Толщины рабочих эпитаксиальных слоёв n-типа составляют $0{,}10 \div 0{,}12$ мкм при концентрации носителей $(6 \div 8) \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, толщины n$^+$-слоя — около 5 мкм. Диаметры окон для контактов с БШ имеют размеры $1{,}8 \div 2{,}0$ мкм. Измеренная

ёмкость БШ с такими параметрами без учёта паразитной ёмкости диода (7 фФ) имеет довольно большую величину $7 \div 10$ фФ. При последовательном сопротивлении диода $R_s = 4 \div 6$ Ом это обеспечивает предельную частоту диодов в диапазоне $3\,000 \div 4\,000$ ГГц. Показатель идеальности вольт-амперной характеристики БШ $\eta = 1{,}12$, что свидетельствует о достаточно высоком качестве перехода металл—полупроводник. Было очевидно, что ёмкость БШ слишком велика для диапазона частот $600 \div 700$ ГГц (в цитированных в [1] работах она обычно составляет несколько фФ), но, к сожалению, возможности для следующего технологического шага были ограничены. Тем не менее достаточно высокая предельная частота оставляла надежду на оптимистический результат. Нужно также оговориться, что расчётные значения ёмкости при таких диаметрах барьера Шоттки существенно ниже измеренных, что может быть следствием либо неточного измерения, либо (что более вероятно) неконтролируемого растравливания окна под БШ в диоксиде кремния при его вскрытии.

Поскольку предварительно рассчитать положение области частот, в которой достигались бы наилучшие характеристики, практически невозможно, исследование параметров смесителя проводилось описанным выше методом с перестройкой частоты гетеродина во всём рабочем диапазоне лампы ОВ-65. Наиболее интересная часть измеренной зависимости двухполосной шумовой температуры приёмника от удвоенной частоты гетеродина приведена на рис. 3. Видно, что имеет место большой разброс значений $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$ — примерно от 5 000 до 50 000 К. Происхождение этого разброса связано со следующими обстоятельствами:

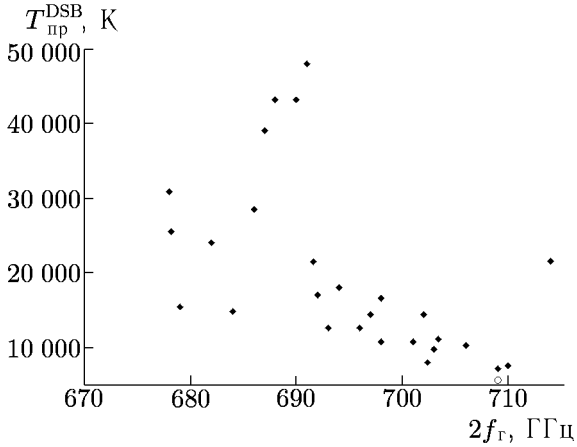


Рис. 3

1) использована далеко не оптимизированная диодная пара с параметрами, скорее всего, заметно отличающимися от принятых при расчёте согласующих элементов микросхемы;

2) размещение МИСМ в сложном малоразмерном сигнально-гетеродинном волноводном канале трудно контролировать;

3) сильная изрезанность частотной зависимости мощности гетеродина, генерируемой субмиллиметровой ЛОВ.

Разброс значений шумовой температуры заметно уменьшается в области частот $2f_{\text{г}} \geq 692$ ГГц. Наилучший результат получен на частоте $2f_{\text{г}} = 709$ ГГц:

$$T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}(709 \text{ ГГц}) \approx 7\,100 \text{ К}. \tag{5}$$

Контрольные измерения по описанной выше методике с использованием интерферометра и ртутной лампы не зафиксировали заметного вклада от приёма на первой гармонике.

Была предпринята попытка улучшить полученный результат путём дополнительной фильтрации шума гетеродина с помощью интерферометра Майкельсона, установленного между ЛОВ и гетеродинным входом смесителя. В результате на этой же частоте двухполосная шумовая температура приёмника была снижена до величины

$$T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}(709 \text{ ГГц}) \approx 5\,600 \text{ К} \tag{6}$$

(на рис. 3 это значение показано светлым кружком). Этой величине соответствуют двухполосная шумовая температура смесителя

$$T_{\text{см}}^{\text{DSB}}(709\ \text{ГГц}) \approx 4\,600\ \text{К} \tag{7}$$

и потери преобразования

$$L(709\ \text{ГГц}) \approx 15{,}3\ \text{дБ}. \tag{8}$$

Заметим, что к не меньшему улучшению может привести фильтрация шума гетеродина и в случае описанного выше смесителя на базе МИС с балансной диодной парой в связи с тем, что при его работе в субгармоническом режиме отсутствует баланс шума гетеродина.

Оценивая относительно высокий полученный результат (по уровню шумовой температуры) при достаточно большой для данного диапазона частот ёмкости диодов, можно сослаться на работу [8]. В ней были представлены наилучшие по уровню шумовой температуры смесители в диапазоне 200÷270 ГГц (особенно охлаждаемые) при относительно высокой ёмкости БШ, равной 7 фФ, и примерно такой же предельной частоте, как в нашем случае. Сравнительно низкая наблюдаемая шумовая температура в обоих случаях может быть связана с низким уровнем собственных шумов диодов благодаря их высокому совершенству, обусловленному в том числе, по-видимому, относительно большой площадью диодов.

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из всех описанных выше смесителей наиболее перспективным для практического использования следует признать последний вариант — субгармонический смеситель с антипараллельной диодной парой. В этом классе смесителей он, по-видимому, является самым высокочастотным (710 ГГц) и при этом лишь примерно вдвое уступает по шумовой температуре смесителю [9], работающему в диапазоне 490÷640 ГГц.

На базе разработанного смесителя, лампы обратной волны ОВ-65 в малогабаритных магнитах и малошумящего УПЧ уже построен приёмник [10] с шумовой температурой не хуже показанной на рис. 3.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 годы (блок «Ориентированные фундаментальные исследования», раздел «Фундаментальные исследования в области физических наук», тема «Поисковые исследования по освоению тера- и мультитерагерцового диапазона») и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Проблемы радиофизики» (Проект 1.3 «Разработка основ терагерцовой метрологии»). Авторы благодарны М. Ю. Третьякову за предоставленную возможность использования в качестве гетеродина субмиллиметровой лампы обратной волны ОВ-80.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Божков В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 702.
2. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Романовская В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 7. С. 876.
3. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 573.
4. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И., Перфильев В. И. // Электронная промышленность. 1993. № 5. С. 77.

5. Thomas B., Maestrini A., Goutoule J. C., Beauduin G. // Proc. 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications: Circuits, Systems, and Measurement Technique. May 2003, Espoo, Finland. P. 249.
6. Божков В. Г., Вилисова В. В., Куркан К. И. и др. // Электронная промышленность. 1993. № 9. С. 82.
7. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И. и др. // Электронная промышленность. 1993. № 9. С. 88.
8. Archer J. W., Faber M. T. // IEEE MTT-s Int. Microwave Symp. Digest, San Francisko, Calif., May–June, 1984. P. 557.
9. Hesler J. L., Porterfield D. W., Bishop W. L., et al. // Proc. 3rd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications: Circuits, Systems, and Measurement Technique. May 2003, Espoo, Finland. P. 647.
10. Федосеев Л. И. // Программа фундаментальных исследований ОФН РАН «Проблемы радиофизики»: Материалы рабочего совещания 2–3 ноября 2003 г. Нижний Новгород. С. 15.

Поступила в редакцию 20 июня 2005 г.; принята в печать 10 октября 2005 г.

DEVELOPMENT OF TERAHERTZ MIXERS AND INVESTIGATION OF THEIRS CHARACTERISTICS

V. G. Bozhkov, V. A. Genneberg, D. Ju. Kuzyakov, K. I. Kurkan, and L. I. Fedoseev

Terahertz mixers with monolithic integrated circuits based on the anti-parallel and balance Schottky diode pairs. Their designs and the technique of the parametric study of these devices are described. The best result has been obtained with the anti-parallel pair of diodes: the double-sideband noise temperature of the receiver with a mixer pumped sub-harmonically was 5600 – –7500 K near the frequency of 0.71 THz.

УДК 537.8

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ МЕЛКОСТРУКТУРИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

А. А. Жаров [1], *И. Г. Кондратьев* [2], *А. И. Смирнов* [3]

[1] Институт физики микроструктур РАН;
[2] Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;
[3] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе дан краткий обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований в области электродинамики резонансных композитных материалов (метаматериалов), у которых диэлектрическая и магнитная проницаемости по отдельности или одновременно могут принимать отрицательные значения. Обсуждаются принципы и способы реализации таких метаматериалов в микроволновом диапазоне, их основные отличительные электродинамические свойства, перспективы создания новых систем и устройств (например, более совершенных линз), а также пути продвижения вверх по частоте — от микроволн к оптике.

В последнее десятилетие достигнуты впечатляющие успехи в разработке, изготовлении и тестировании мелкоструктурированных композитных материалов (метаматериалов), демонстрирующих в определённых частотных диапазонах, прежде всего в микроволновом и терагерцовом, электродинамические свойства, нехарактерные для естественных (природных) сред. С целью создания у читателя адекватного представления о предмете исследования, в данном обзоре последовательно рассматриваются способы реализации таких материалов, возможности их практического использования и перспективы дальнейшего развития.

1. ИСКУССТВЕННЫЕ СРЕДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ

Интерес к резонансным метаматериалам во многом был инициирован двумя теоретическими публикациями [1, 2], в которых обосновывались способы создания отрицательных эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей в микроволновом диапазоне. Остановимся вкратце на сути высказанных в этих работах предложений.

В работе [1] обсуждалась возможность использования металлических проволок с целью получения искусственной среды с плазменным законом дисперсии. Для изображенной на рис. 1 решётки из проводящих стержней эффективная диэлектрическая проницаемость в пренебрежении потерями равна

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 1 - \omega_{\text{p}}^2/\omega^2, \tag{1}$$

где ω_{p} — аналог плазменной частоты, зависящий от расстояния между проводами a и их радиуса r. На частотах ниже «плазменной» ($\omega < \omega_{\text{p}}$) ε_{eff} принимает отрицательные значения. Полученная таким образом искусственная «плазма» представляет определённый самостоятельный интерес, обладая некоторыми преимуществами по сравнению с плазмой газового разряда: она не требует никаких установок для своего поддержания, является стационарной и устойчивой.

Во второй ключевой работе [2] был предложен весьма продуктивный способ создания метаматериала с отрицательной эффективной магнитной проницаемостью. В основе способа лежит использование в качестве микроэлементов так называемых щелевых кольцевых резонаторов (от

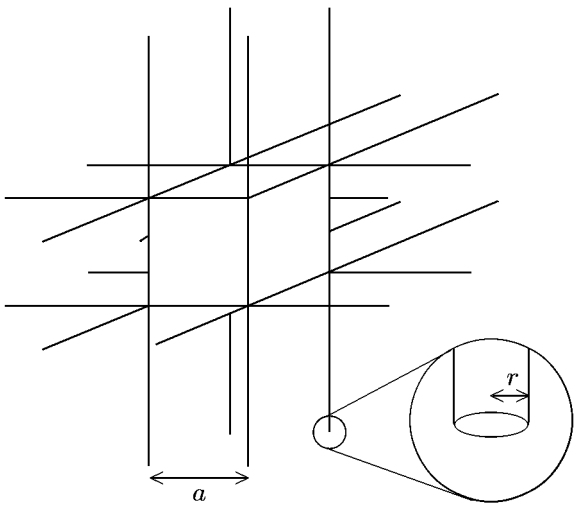


Рис. 1. Модель среды с плазменным законом дисперсии

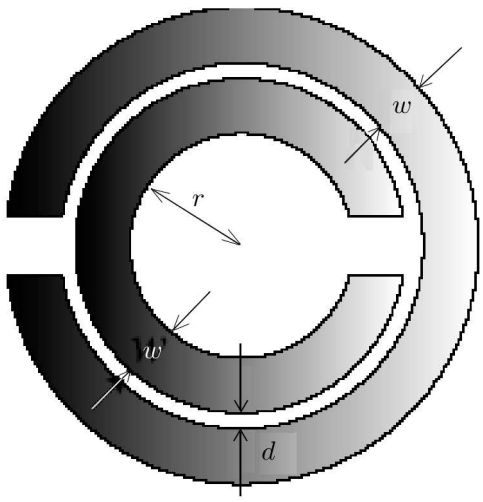


Рис. 2. Щелевой кольцевой резонатор (SRR-резонатор)

английского split-ring resonator, SRR). Эти резонаторы представляют собой два вложенных друг в друга разрезанных металлических колечка с расстоянием d между ними (обычно $d \ll r$, где r — внутренний радиус системы; см. рис. 2). Варьируя параметры d, r и толщину колечек w, можно настраивать щелевой кольцевой резонатор на достаточно низкие частоты, которым соответствуют вакуумные длины волн $\lambda \gg r$. Такой резонатор может иметь достаточно высокую добротность Q (например, в [3, 4] приведён результат измерений $Q > 600$). Его резонансная частота ω_0 определяется межвитковой ёмкостью C и суммарной индуктивностью колец L: $\omega_0 = c/\sqrt{CL}$, где c — скорость света.

При наличии внешнего гармонического магнитного поля $\mathbf{H}\exp(i\omega t)$, направленного перпендикулярно плоскости колец, магнитный момент протекающего по кольцам суммарного тока на частотах $\omega < \omega_0$ сонаправлен полю, а при $\omega > \omega_0$ — противонаправлен. На рис. 3*в* приведена элементарная ячейка предлагаемой в [2] магнитной изотропной среды, эффективная магнитная проницаемость которой в пренебрежении потерями описывается следующей формулой:

$$\mu_{\text{eff}} = 1 + F\,\frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\ , \tag{2}$$

где F — форм-фактор, пропорциональный отношению площади магнитного витка к площади грани элементарной ячейки a^2.

С переходом в терагерцовый диапазон с двухкольцевыми SRR могут, в принципе, успешно конкурировать однокольцевые SRR [5], у которых резонансная частота ω_0 определяется ёмкостью разреза в металлическом колечке, несущественной в случае двухкольцевых SRR.

Заметим, что не меньший интерес, чем изотропная среда, представляют анизотропные магнитные среды, сконструированные на основе изображённых на рис. 3*а* и *б* более простых элементарных ячеек, а также на основе ячейки, показанной на рис. 3*в*, с резонаторами, обладающими различными собственными частотами. Такие среды в общем случае описываются диагональными тензорами магнитной проницаемости с компонентами $\mu_{xx} \neq \mu_{yy} \neq \mu_{zz}$. Их электродинамические свойства вместе с любопытными возможностями использования анализируются, в частности, в работах [6, 7].

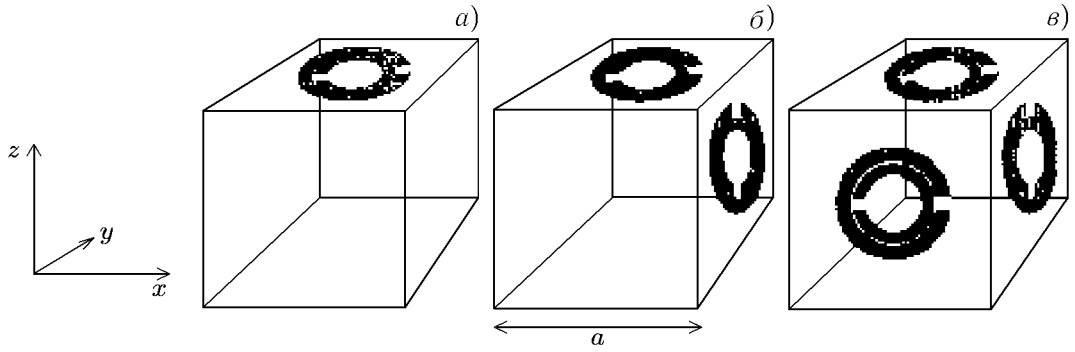


Рис. 3. «Магнитные» среды, набранные из щелевых кольцевых резонаторов

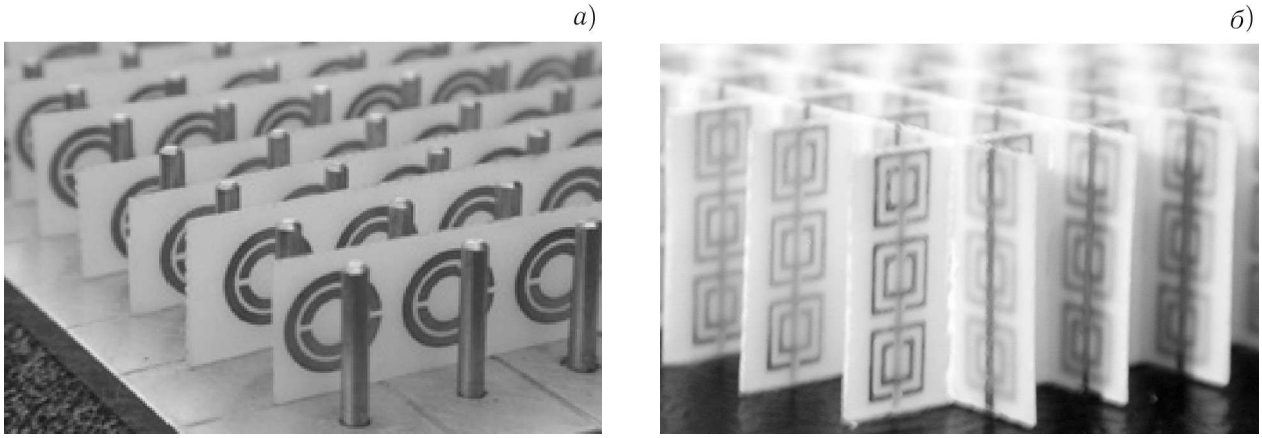


Рис. 4. Первые метаматериалы, диэлектрическая и магнитная проницаемости которых одновременно принимают отрицательные значения

Следует особо подчеркнуть, что в щелях и зазорах между кольцами SRR концентрируется электрическое поле с плотностью энергии, на несколько порядков превышающей плотность энергии магнитного поля. Данное обстоятельство открывает большие возможности для создания искусственных сильно нелинейных материалов [5].

После работ [1] и особенно [2] стало очевидно, что, располагая определённым образом проволочки и щелевые кольцевые резонаторы, можно синтезировать метаматериалы, у которых диэлектрическая и магнитная проницаемости одновременно принимают отрицательные значения. Это было впервые реализовано на практике в работах [3, 4] на примере простейших одномерной и двумерной структур, изображённых на рис. 4*а* и *б*, что инициировало буквально лавинообразный рост числа как экспериментальных, так и теоретических публикаций, посвящённых таким средам. В сложившейся ситуации просто бессмысленно пытаться рассказать обо всех метаматериалах в небольшом обзоре. Постараемся лишь наметить основные тенденции (как они нам представляются) данного направления современной электродинамики и привести наиболее удивительные результаты.

2. СРЕДА ВЕСЕЛАГО

Впервые необычные электродинамические свойства (в то время ещё чисто гипотетической) среды с одновременно отрицательными диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями ($\varepsilon <$

< 0 и $\mu < 0$) рассмотрел Виктор Веселаго в 1967 году [8]. Такие среды часто называют «левыми» или «левосторонними» (в англоязычной литературе употребляют термин left-handed media). В них, как нетрудно показать непосредственно из уравнений Максвелла, макроскопические электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{H}$ поля в однородной плоской волне образуют с волновым вектором $\mathbf{k}$ левую тройку; при этом $\mathbf{k}$ и усреднённая по времени плотность потока энергии $\mathbf{S} = c\mathrm{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]/(8\pi)$ оказываются противоположно направленными, а сами волны — обратными.

С возбуждением в «левых» средах обратных волн связано «обращение» эффектов Доплера и Вавилова—Черенкова. «Обращение» заключается в том, что теперь частота излучения приближающегося источника уменьшается, удаляющегося — увеличивается, а угол раствора конуса, образованного векторами плотности потока энергии $\mathbf{S}$ черенковского излучения, по отношению к направлению движения частицы становится тупым (см. [8]).

Утверждается также, что в «левых» средах имеет место эффект отрицательного электромагнитного давления. С помощью сравнительно простых вычислений (используя, например, тензор электромагнитных натяжений) можно найти силу, действующую на границу раздела «левой» среды с вакуумом. Оказывается, что падающая из «левой» среды волна притягивает к себе эту границу («отрицательное» давление). Однако если за границей поместить металлический экран, сохраняя сколь угодно малый вакуумный промежуток, то действующая на него сила будет направлена, как обычно, внутрь экрана («положительное» давление). При этом суммарное (результирующее) давление волны на границу раздела и экран останется всё-таки отрицательным.

Важным свойством «левой» среды является достаточно сильная частотная дисперсия, обеспечивающая, в частности, положительную определённость средней по времени плотности энергии электромагнитного поля [9]:

$$\frac{\partial[\omega\varepsilon(\omega)]}{\partial\omega}\,|\mathbf{E}|^2 > 0, \qquad \frac{\partial[\omega\mu(\omega)]}{\partial\omega}\,|\mathbf{H}|^2 > 0. \qquad (3)$$

С точки зрения практического использования «левых» сред наиболее важным (по крайней мере, сейчас) представляется эффект отрицательной рефракции. Он является следствием непрерывности тангенциальной компоненты волнового вектора на границе раздела и условий излучения. Лучевая картина отрицательной рефракции схематично показана на рис. 5; там же штриховой линией изображена обычная (положительная) рефракция, имеющая место на границе раздела двух «правых» (как, впрочем, и двух «левых») сред. Следует отметить, что возможность отрицательной рефракции обсуждал в своих лекциях Л. И. Мандельштам ещё в 1944 году [10].

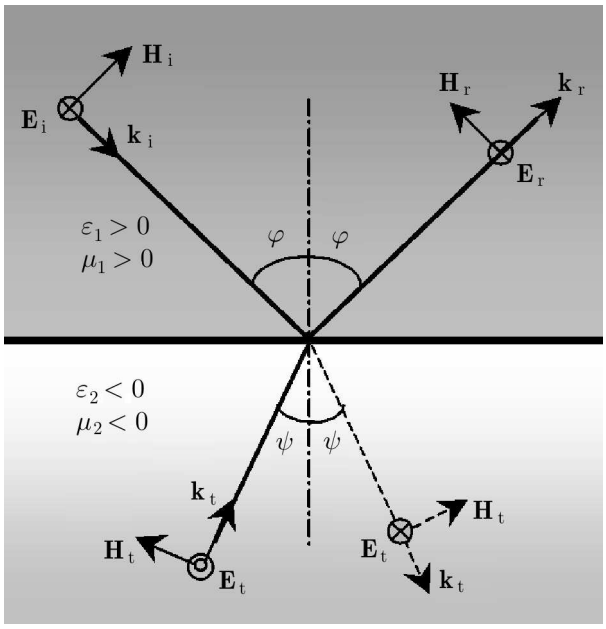


Рис. 5. Отрицательная рефракция на границе раздела «правой» и «левой» сред (сплошная линия) и двух «правых» (или «левых») сред (штриховая линия). Индексы i, r и t соответствуют падающей, отражённой и преломлённой волнам

В электродинамике «левых» сред довольно широко используется понятие отрицательного показателя преломления. Формально показатель преломления $n(\omega)$ входит в дисперсионное соотношение для поперечной электромагнитной волны в сплошной среде (характеризуемой проницаемостями $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$):

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon(\omega)\mu(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2}\,n^2(\omega). \qquad (4)$$

Уравнение (4) имеет действительные решения при одинаковых знаках (положительных или отрицательных) величин $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$. Показателю преломления можно, в принципе, приписать два значения:

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}\,. \tag{5}$$

В выражении (5) сохраним за привычной «правой» средой ($\varepsilon > 0$, $\mu > 0$ и $\mathbf{k} \uparrow\uparrow \mathbf{S}$) знак плюс. Тогда «левая» среда ($\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ и $\mathbf{k} \uparrow\downarrow \mathbf{S}$) будет описываться отрицательным показателем преломления, что формально следует из закона Снелля, связывающего угол падения φ с углом преломления ψ плоской волны на границе раздела «правой» и «левой» сред:

$$\frac{\sin\phi}{\sin\psi} = \frac{n_2}{n_1}\,, \tag{6}$$

где n_1 и n_2 должны быть разных знаков (см. рис. 5). В этой связи обратим внимание на работу [11], где даётся обобщение принципа Ферма на среды с отрицательной рефракцией.

Заметим, что использование понятия показателя преломления не всегда результативно, а в некоторых случаях может и вовсе приводить к неверным результатам [12]. Гораздо удобнее использовать понятия диэлектрической и магнитной проницаемостей, которые являются единственными материальными параметрами, входящими в уравнения Максвелла.

Любопытным проявлением отрицательной рефракции является фокусировка излучения точечного источника плоским слоем «левой» среды (см. далее рис. 8*а*). С помощью такой линзы можно получать объёмное изображение предметов, когда они находятся от фокусирующего слоя на расстоянии меньше его толщины (подробности см. в [13]).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ

Как уже отмечалось, первые эксперименты с «левыми» метаматериалами, изготовленными из решёток SRR и прямых металлических проводов, описаны в [3, 4]. Однако наиболее убедительно, на наш взгляд, «левосторонние» свойства таких структур продемонстрированы в работе [14].

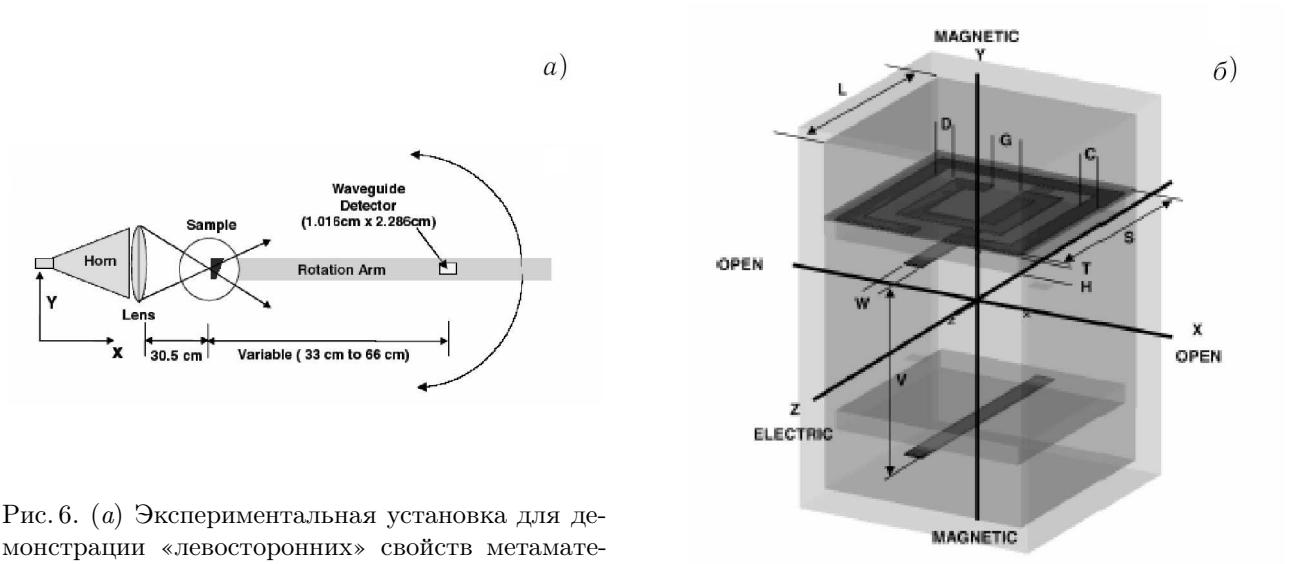


Рис. 6. (*а*) Экспериментальная установка для демонстрации «левосторонних» свойств метаматериала и (*б*) его элементарная ячейка [14]

Экспериментальная установка и элементарная ячейка используемого метаматериала показаны на рис. 6*а* и *б* соответственно (оба рисунка взяты из [14]). Установка состояла из рупорной антенны, линзы, клина, выполненного либо из исследуемого метаматериала, либо из тефлона, и волноводного детектора, который мог двигаться по окружности на расстоянии от 33 до 66 см от образца. Область «левосторонних» свойств метаматериала была обнаружена на частоте 12,6 ГГц. На этой частоте с помощью подвижного детектора измерялись углы рефракции для образцов из метаматериала и тефлона. Тефлон представляет собой обычный «правосторонний» диэлектрик, и преломление электромагнитных волн на тефлоновом клине происходит обычным образом, когда падающий и преломлённый лучи лежат по разные стороны от нормали к поверхности. Метаматериал же обладал отрицательной рефракцией. Авторы [14] продемонстрировали это отличие в преломлении волн и осуществили экспериментальную проверку закона Снелля для границы раздела «правой» и «левой» сред.

На рис. 7 (взят из работы [14]) приведены зависимости интенсивности принятой детектором электромагнитной волны от его углового положения. Нулевой угол соответствует положению детектора на оси системы. Отрицательной (положительной) рефракции излучения на клине отвечают отрицательные (положительные) углы максимума интенсивности рассеянного сигнала. Как видно из рис. 7, на частоте 12,6 ГГц излучение действительно испытывало на клине из метаматериала отрицательное преломление, в то время как на клине из тефлона угол преломления всегда был положительным. При этом положение пиков интенсивности принятого детектором излучения с большой точностью соответствовало закону Снелля.

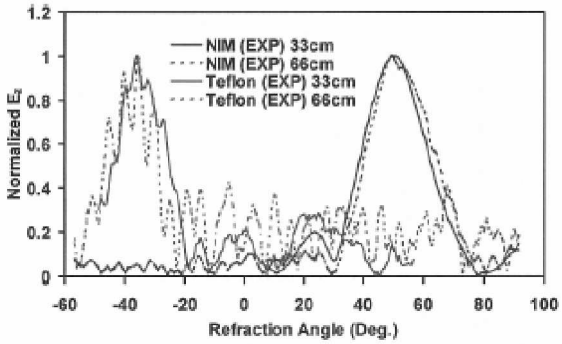


Рис. 7. Зависимости интенсивности электромагнитной волны от углового положения детектора для тефлонового клина (максимум при положительных углах) и клина из метаматериала (максимум при отрицательных углах) [14]

4. СОВЕРШЕННАЯ ЛИНЗА

В качестве конкретного (весьма любопытного и интенсивно обсуждаемого в литературе) примера фокусировки излучения «левой» средой рассмотрим так называемую «совершенную» линзу (или суперлинзу), впервые предложенную в работе [15]. Она представляет собой расположенный в вакууме слой метаматериала с $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$ и в отсутствие потерь способна идеально реконструировать не только волновые, но и ближние (экспоненциально спадающие) поля монохроматического источника любого размера. Эта реконструкция наблюдается в плоскости за слоем на расстоянии $b = d - a$ от него (здесь d — толщина слоя, a — расстояние от слоя до источника излучения). Утверждение основано на том, что коэффициент передачи $T(z', k_x, k_y)$ системы, содержащей плоский слой «левой» среды с $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$ (слой занимает область $0 < z < d$), при $z' = z - d > 0$ имеет следующий вид:

$$T(z', k_x, k_y) = \frac{S_{E,H}^{(\mathrm{tr})}(z', k_x, k_y)}{S_{E,H}^{(\mathrm{inc})}(z = -a, k_x, k_y)} = \exp\left\{ -i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2}\, (z' + a - d) \right\}, \qquad (7)$$

где $S_{E,H}^{(\mathrm{inc})}$ и $S_{E,H}^{(\mathrm{tr})}$ — пространственные спектры амплитуды монохроматического электромагнитного поля перед слоем, в плоскости $z = -a$, и за слоем (см. рис. 8).

Когда $z' \equiv b = d - a$, экспоненциальный фактор в (7) обращается в единицу для всех волновых чисел k_x и k_y. При этом пространственный спектр электромагнитного поля в точности повторяет спектр поля источника, а следовательно, отсутствует свойственный традиционным линзам дифракционный предел разрешения, равный приблизительно половине длины волны излучения $\lambda/2$. Действительно, кроме быстрых распространяющихся пространственных гармоник, слой восстанавливает в плоскости изображения и все медленные экспоненциально спадающие поля(неоднородные плоские волны), ответственные за воспроизведение мелких масштабов.

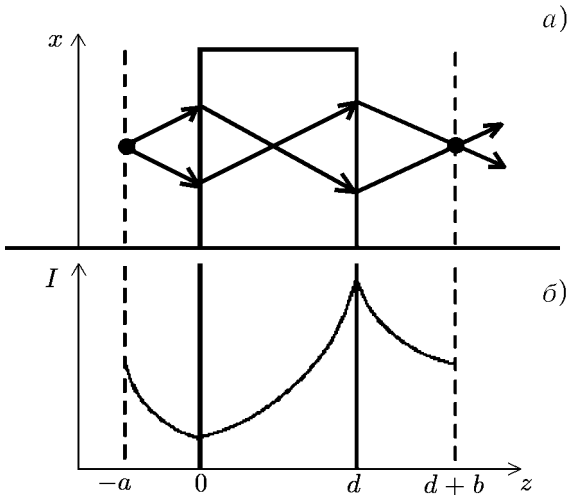


Рис. 8. Фокусировка геометрооптических лучей (*а*) и реконструкция интенсивности I неоднородных плоских волн (*б*) слоем «левой» среды

В последнее время появилось несколько экспериментальных работ, в которых продемонстрировано преодоление дифракционного предела для метаматериалов с различным дизайном элементарной ячейки (см., например, [16–18]). В реальных «совершенных» линзах предел разрешения определяется, по крайней мере, тремя факторами: (а) дискретностью микроструктуры метаматериала [1], определяющей минимальный масштаб разрешения порядка размера элементарной ячейки; (б) поглощением в слое [28]; (в) неупорядоченностью метаматериала, например, из-за статистического разброса собственных частот SRR [29]. К этим факторам можно добавить ограниченность фокусирующего слоя в плоскости падения, нестационарность волнового поля, нелинейность метаматериала и т. п.

Заметим, что уже одни только омические потери в линзе делают затруднительным получение очень сильного сверхразрешения, т. к. фактически запрещают восстановление медленных гармоник с волновыми числами, бóльшими некоторого критического значения $k_{\rm c}$, плавно (по логарифмическому закону) зависящего от мнимых частей диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала [28]:

$$k_{\rm c} = (1/d)\ln[2/\max({\rm Im}\varepsilon, {\rm Im}\mu)]. \tag{8}$$

5. БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Метаматериал с $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$ является частным примером безотражательных сред. В классе одноосных кристаллов такие среды, по-видимому, впервые рассматривались в работе [30], где было показано, что их электродинамические свойства описываются связанными между собой тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей вида:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \alpha^{-1} \end{pmatrix}, \qquad \boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \alpha^{-1} \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Если из вакуума на полупространство $z > 0$, заполненное кристаллом (9), под любым углом к оси z падает плоская электромагнитная волна произвольной поляризации, то она не отражается, т. е. наблюдается полное согласование независимо от знака и величины α. Коэффициент α может

[1] Хотя, вполне возможно, что отрицательная рефракция и субдлинноволновая фокусировка будет иметь место и при работе «левого» метаматериала в режиме фотонного кристалла, на что указывают многочисленные теоретические расчёты и эксперименты на двух- и трёхмерных периодических диэлектрических структурах [19–27].

быть и комплексным. При этом волна будет экспоненциально затухать или нарастать вглубь кристалла (в зависимости от знака $\operatorname{Im}\alpha$), а отражения всё равно не будет [2].

В [7] понятие безотражательных сред было обобщено на трёхмерные кристаллы. Для них полное согласование реализуется, когда

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 \\ 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & \alpha^{-1} \end{pmatrix}, \qquad \boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \beta & 0 & 0 \\ 0 & \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \beta^{-1} \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где α и β — произвольные комплексные числа.

Современная технология, в принципе, позволяет изготавливать среды с любыми наперёд заданными $\boldsymbol{\varepsilon}$ и $\boldsymbol{\mu}$, но, к сожалению, только в определённом достаточно узком частотном диапазоне. Это снижает привлекательность использования метаматериалов вида (9) и (10) в качестве неотражающих (согласующих) покрытий, хотя для квазимонохроматических сигналов такая возможность существует [30].

Отсутствие отражения от сред (9), (10) характерно не только для распространяющихся однородных плоских волн, но и для неоднородных (с амплитудой, экспоненциально изменяющейся в пространстве). Поэтому на основе кристаллов (9) и (10) можно так же, как из среды с $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$, конструировать «совершенные» линзы [7]. Но в отличие от изотропной «совершенной» линзы они будут обладать поляризационной избирательностью, имея разные фокусные расстояния для поля TE- и TM-поляризаций при $\alpha \neq \beta < 0$, либо создавать изображение только в одной из поляризаций (TE или TM) при разных знаках α и β.

6. НЕЛИНЕЙНЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ

Как отмечалось выше, резонансные метаматериалы можно использовать для создания искусственных сильно нелинейных сред. В [5], например, рассматривается метаматериал, представляющий собой квадратную решётку из периодически расположенных металлических проволок и однокольцевых SRR с ёмкостными зазорами, заполненными нелинейным диэлектриком керровского типа. Нелинейный отклик такой среды возникает благодаря зависимости ёмкости SRR (а следовательно, и его собственной частоты) от напряжённости локального электрического поля в месте разрыва. Напряжённость локального электрического поля в ёмкостном зазоре определяется электродвижущей силой в резонаторной петле, возникающей под действием внешнего переменного магнитного поля. В итоге эффективная магнитная проницаемость μ_{eff} зависит от среднего макроскопического магнитного поля $\mathbf{H}$ и может быть записана в виде

$$\mu_{\text{eff}}(\mathbf{H}) = 1 + \frac{F\omega^2}{\omega_{0\text{NL}}^2(\mathbf{H}) - \omega^2 + i\Gamma\omega}\ , \tag{11}$$

где

$$\omega_{0\text{NL}}^2(\mathbf{H}) = \left(\frac{c}{r}\right)^2 \frac{d_{\text{g}}}{\pi w \varepsilon_{\text{D}}(|\mathbf{E}_{\text{g}}(\mathbf{H})|^2)} \tag{12}$$

— собственная частота осциллятора во внешнем электромагнитном поле, w — толщина кольца, r — его радиус, d_{g} — ширина разрыва,

$$\Gamma = \begin{cases} c^2/(2\pi\sigma r w), & w < \delta; \\ c^2/(2\pi\sigma r \delta), & w > \delta, \end{cases}$$

[2] Среды, описываемые тензорами (9), предлагались в качестве идеально согласованного слоя для математического моделирования методом FDTD (Finite Difference Time Domain) [31].

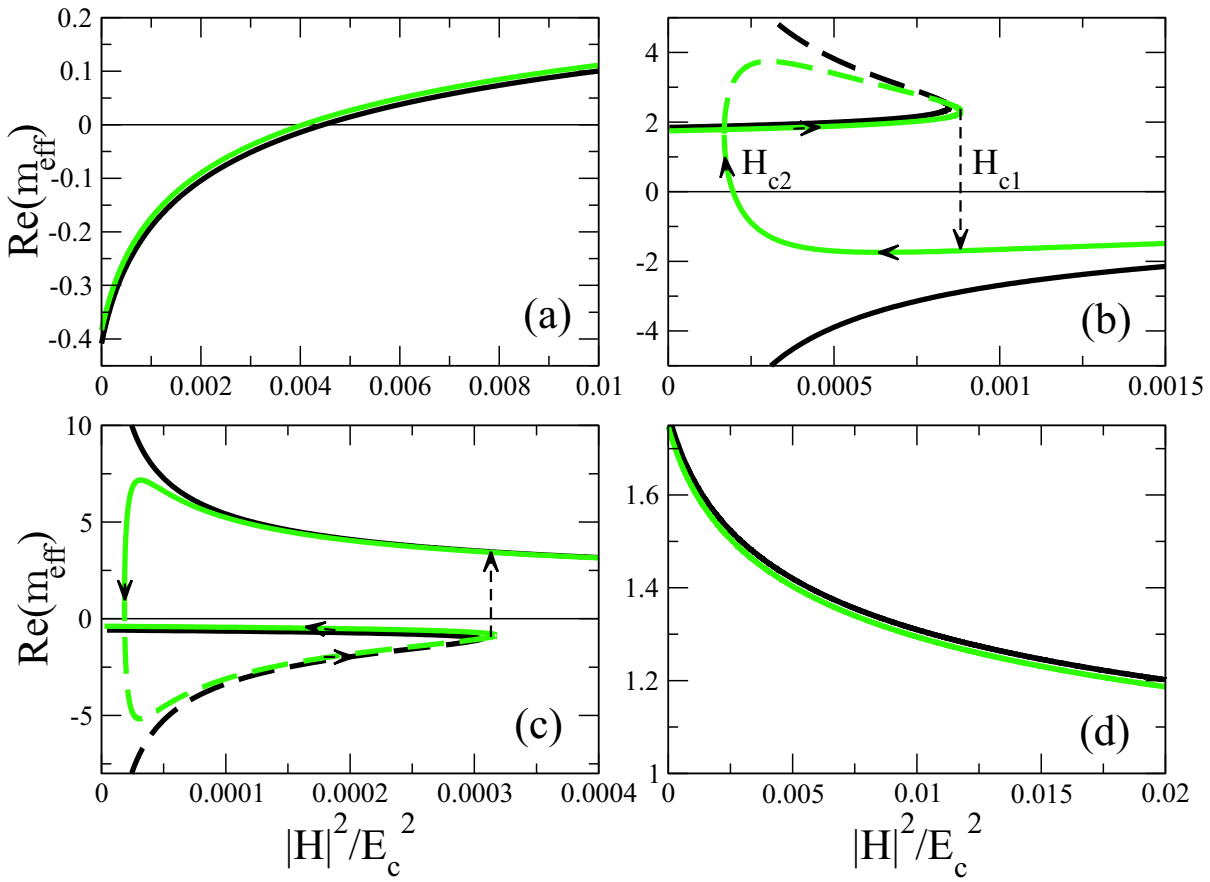


Рис. 9. Зависимости $\mathrm{Re}\,\mu_{\mathrm{eff}}$ от интенсивности магнитного поля $|H|^2$, нормированной на интенсивность характерного поля нелинейных эффектов $|E_{\mathrm{c}}|^2$ в заполняющих зазоры SRR диэлектриках с фокусирующим (a, b) и дефокусирующим (c, d) типами нелинейности при $\Omega = -0{,}2$ (a, c) и $\Omega = 0{,}2$ (b, d) [5]

$\mathbf{E}_{\mathrm{g}}$ — напряжённость электрического поля в разрыве, ε_{D} — действительная часть диэлектрической проницаемости материала, заполняющего ёмкостный зазор SRR, σ — проводимость кольца, $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ — толщина скин-слоя.

Параметрические зависимости эффективной магнитной проницаемости рассмотренной среды от интенсивности магнитного поля при разных значениях безразмерного параметра $\Omega = (\omega - \omega_0)/\omega_0$, где $\omega_0 = \omega_{0\mathrm{NL}}(H = 0)$ — частота линейного резонанса SRR, показаны на рис. 9 и 10 для диэлектриков с фокусирующим (рис. 9a, b и 10a, b) и дефокусирующим (рис. 9c, d и 10c, d) типом нелинейности.

Критическое поле, при котором происходило переключение метаматериала из прозрачного состояния в непрозрачное и наоборот (поле переключения), можно уменьшать за счёт приближения рабочей частоты к ω_0. Даже при относительно большой разнице между собственной частотой SRR и частотой внешнего поля (на рис. 9b и 10b выбрана отстройка $\Omega = 0{,}2$) амплитуда магнитного поля переключения составляла приблизительно $0{,}03E_{\mathrm{c}}$, где E_{c} — амплитуда электрического поля, характеризующая нелинейность диэлектрика. Характерное поле нелинейности для фокусирующего материала n-InSb в микроволновом диапазоне составляет примерно 200 В/см [32]. Соответствующая ему напряжённость магнитного поля переключения составляет около 0,02 Э. Сильные дефокусирующие свойства в микроволновом диапазоне найдены у $\mathrm{Ba}_x\mathrm{Sr}_{1-x}\mathrm{TiO}_3$ [33]. Критическое нелинейное поле тонкой плёнки такого материала $E_{\mathrm{c}} \sim 4 \cdot 10^4$ В/см, а соответству-

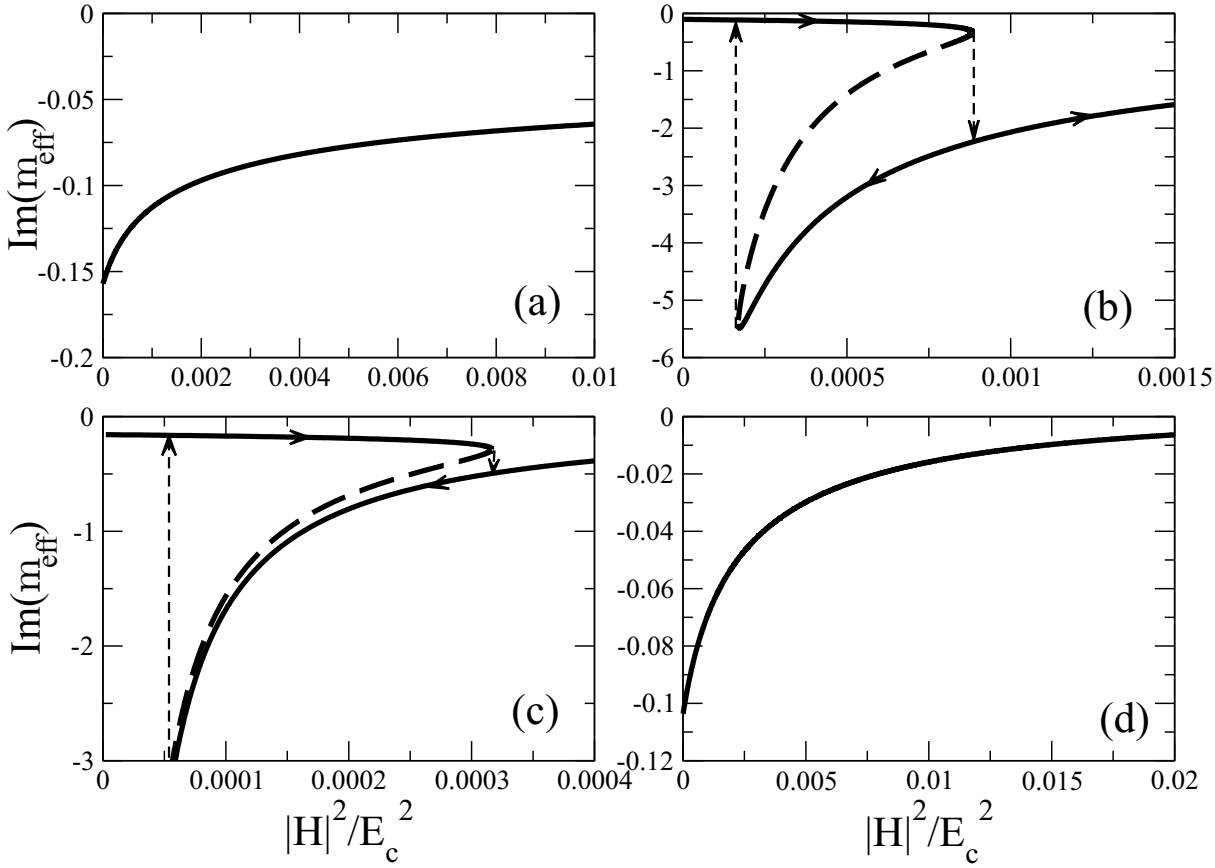


Рис. 10. Зависимости $\mathrm{Im}\,\mu_{\mathrm{eff}}$ от интенсивности магнитного поля $|H|^2$, нормированной на интенсивность характерного поля нелинейных эффектов $|E_{\mathrm{c}}|^2$ в заполняющих зазоры SRR диэлектриках с фокусирующим (*a*, *b*) и дефокусирующим (*c*, *d*) типами нелинейности при $\Omega = -0{,}2$ (*a*, *c*) и $\Omega = 0{,}2$ (*b*, *d*) [5]

ющее магнитное поле переключения приблизительно равно 0,7 Э.

Резонансное усиление нелинейности в левых средах открывает новые потенциальные возможности использования метаматериалов, например, в качестве умножителей частоты, трансформаторов пространственного спектра пучков, ограничителей, переключателей и т. д.

7. ОТ МИКРОВОЛН К ОПТИКЕ

Одной из важнейших тенденций в технологии современных метаматериалов является их использование в более коротковолновых по сравнению с микроволнами частотных диапазонах (вплоть до инфракрасного и оптического). На этом пути приходится решать ряд весьма сложных задач, связанных с созданием объёмных упорядоченных структур на микро- и наномасштабах, а также, в отдельных случаях, с разработкой нового, более технологичного дизайна элементарной ячейки метаматериала. Однако, несмотря на очевидные трудности, в настоящее время уже достигнут значительный прогресс в данном направлении. Созданы первые материалы для диапазона 1÷2,7 ТГц [34], в состав элементарной ячейки которых входят традиционные двухкольцевые SRR, продемонстрированы «левосторонние» свойства метаматериалов в среднем инфракрасном диапазоне, где электрические и магнитные элементы объединены в единую цепь в виде змейки [35], также сообщалось о метаматериале для работы на частоте 100 ТГц, созданного на основе

однокольцевых SRR [36]. Экспериментально апробированы «левые» метаматериалы, в которых электрические и магнитные частицы образуют единый элемент — Ω-частицы [37], имеющие форму заглавной греческой буквы омега. Перспективы использования «левых» метаматериалов в оптике связываются в настоящее время с развитием технологии выращивания упорядоченных систем металлических нанопроволок и так называемых П-наночастиц [38–40], фактически являющихся разновидностью Ω-частиц. Сейчас основное развитие резонансных метаматериалов идёт не столько по пути поиска новых физических эффектов и практических приложений, сколько в направлении конструирования различных элементарных ячеек и демонстрации характеристик полученных искусственных сред. В этой связи можно упомянуть ещё «изотропные» магнитные резонаторы [41], составленные из двух колец, плоскости которых развернуты на 90°, и «швейцарские рулеты» (Swiss rolls) [42], представляющие собой спиральные резонаторы. Последнее время довольно популярной стала идея об использовании киральных сред для получения отрицательной рефракции [43]. Трудно даже перечислить все предложения последних лет, направленные на улучшение дизайна резонансных метаматериалов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05–02–16357).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pendry J. B., Holden A. J., Stewart W. J., Youngs I. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4 773.
2. Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., Stewart W. J. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. V. 47. P. 2 075.
3. Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4 184.
4. Shelby R. A., Smith D. R., Nemat-Nasser S. C., Schultz S. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 489.
5. Zharov A. A., Shadrivov I. V., Kivshar Yu. S. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. Article no. 037401.
6. Кондратьев И. Г., Смирнов А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 2. С. 152.
7. Zharov A. A., Zharova N. A., Noskov R. E., et al. // New. J. Phys. 2005. (in press).
8. Веселаго В. Г. // УФН. 1967. Т. 92. С. 517.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1981.
10. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972. С. 434.
11. Веселаго В. Г. // УФН. 2002. Т. 172. С. 1 215.
12. Pokrovsky A. L., Efros A. L. // Solid State Commun. 2002. V. 124. P. 283.
13. Блиох К. Ю., Блиох Ю. П. // УФН. 2004. Т. 174, № 4. С. 439.
14. Parazzoli C., Greegor R., Li K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Article no. 107 401.
15. Pendry J. B. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Article no. 249702.
16. Lagarkov A. N., Kissel V. N. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. Article no. 077401.
17. Grbic A., Eleftheriades G. V. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. Article no. 117403.
18. Wilson J. D., Schwartz Z. D. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. Article no. 021113.
19. Efros A. L., Pokrovsky A. L. // Solid State Commun. 2004. V. 129. P. 643.
20. Kosaka H., Kawashima T., Tomita A., et al. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 10 096.
21. Notomi M. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 10 696.
22. Notomi M. // Opt. Quantum Electron. 2002. V. 34. P. 133.
23. Luo C., Johnson S. G., Joannopoulos J. D., Pendry J. B. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. Article no. 201104.
24. Gralak B., Enoch S., Tayeb G. // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. V. 17. P. 1 012.
25. Luo C., Johnson S. G., Joannopoulos J. D. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2 352.

26. Cubukcu E., Aydin K., Ozbay E., et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. Article no. 207401.
27. Hu X., Shen Y., Liu X., et al. // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. Article no. 030201.
28. Podolsky V. A., Narimanov E. E. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 75.
29. Zharov A. A., Shadrivov I. V., Kivshar Yu. S. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 1.
30. Ефимов С. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 9. С. 1 318.
31. Saks Z., Kingsland D., Lee R., Lee J. // IEEE Trans. Anten. Propag. 1995. V. 43. P. 1 460.
32. Belyantsev A. M., Kozlov V. A., Piskaryov V. I. // Infrared Phys. 1981. V. 21. P. 79.
33. Li H., Poytburg A. L., Alpay S. P., et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2 354.
34. Moser H. O., Casse B. D. R., Wilhelmi O., Saw B. T. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Article no. 063901.
35. Zheng S., Fan W., Minhes B. K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Article no. 037402.
36. Linden S., Enkrich C., Wagener M., et al. // Science. 2004. V. 306. P. 1 351.
37. Huangfu J., Ran L., Chen H., et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 1 537.
38. Podolsky V. A., Sarychev A. K., Shalaev V. M. // Opt. Express. 2003. V. 11. P. 735.
39. Podolsky V. A., Sarychev A. K., Shalaev V. M. // Int. J. Nonlin. Opt. Phys. 2002. V. 11. P. 65.
40. Takahara J., Kobayashi T. // Opt. Photonic News. 2004. V. 15, No. 10. P. 55.
41. Gay-Balmaz P., Martin O. J. F. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 939.
42. Wiltshire M. C. K., Pendry J. B., Young I. R., et al. // Science. 2001. V. 291. P. 849.
43. Pendry J. B. // Science. 2004. V. 306. P. 1 353.

Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.; принята в печать 30 сентября 2005 г.

FEATURES OF ELECTRODYNAMICS OF FINE-STRUCTURED RESONANT METAMATERIALS

A. A. Zharov, I. G. Kondratiev, and A. I. Smirnov

We give a brief review of the state of the art of theoretical and experimental studies in the field of electrodynamics of resonant composite materials (metamaterials) whose dielectric permittivity or magnetic permeability or both can take negative values. Principles and methods of realization of such metamaterials in the microwave band, their main distinctive electrodynamic properties, prospects for the creation of new systems and facilities (e.g., more perfect lenses), and ways for moving toward the higher frequencies from microwaves to optics are discussed.

УДК 537.86+621.317

БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ СВЧ ДИАГНОСТИКА В МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

А. Н. Резник, Н. В. Юрасова

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

На основе теоретических и экспериментальных исследований продемонстрированы возможности обнаружения злокачественной опухоли в теле человека средствами ближнепольной локации СВЧ диапазона. Теоретический анализ выполнен при помощи развитой теории ближнепольной локации плоскослоистых сред. Экспериментальная проверка теории осуществлена в контролируемых условиях зондирования водной среды. Проведены модельные расчёты регистрируемых контрастов опухоли в зависимости от её размера и глубины расположения. Получены двумерные изображения объекта, имитирующего опухоль, при различных глубинах его погружения в водную среду.

Исследования по СВЧ диагностике биологических сред активно ведутся на протяжении последних 5–10 лет. Существенно более высокая проникающая способность полей СВЧ в тело человека по сравнению с волнами видимого или инфракрасного диапазонов делает соответствующие методы особенно перспективными для обнаружения внутренних воспалений или опухолей. В частности, в обзоре [1] сделан прогноз относительно того, что в скором времени станет реальным применение СВЧ систем для диагностики злокачественной опухоли (карциномы) молочной железы. Вместе с тем методы, предлагаемые в настоящее время для решения данной задачи [2–8], технически очень сложны и требуют преодоления разного рода артефактов, что препятствует быстрому внедрению этих методов в медицинскую практику. В связи с этим актуальным представляется поиск новых технических решений.

В данной работе теоретически и экспериментально исследованы перспективы применения ближнепольной локации в проблеме обнаружения карциномы. Техника ближнепольной диагностики активно развивалась в последние годы и нашла применение в материаловедении, микроэлектронике, дефектоскопии и других областях [9]. Однако для обнаружения опухолей внутри биологических сред соответствующие методы пока не применялись. Ближнепольные локаторы позволяют диагностировать малые по сравнению с длиной волны λ объекты, расположенные вблизи апертуры, когда применение альтернативных методов локации (импульсных или с линейной частотной модуляцией) становится практически невозможным. Разрешающая способность ближнепольных локаторов определяется размером апертуры антенны D, который делается малым по сравнению с длиной волны излучения λ. У современных ближнепольных локаторов диапазона СВЧ разрешение достигает 1 мкм. Вместе с тем высокая чувствительность ближнепольных локаторов к изменениям диэлектрической проницаемости ε исследуемой среды позволяет лоцировать неоднородности, расположенные на достаточно большом удалении от антенны, сочетая локальность с дистанционностью. Так, в работе [10] показано, что в случае биологической среды глубина зондирования ближнепольного локатора при $D \approx 1 \div 2$ см достигает $3 \div 5$ см, что стимулирует исследование перспектив применения таких устройств для обнаружения опухолей.

Схема ближнепольного локатора показана на рис. 1. Зонд представляет собой СВЧ антенну с апертурой $D \ll \lambda$. Антенна расположена на высоте $h_{\mathrm{a}} \ll \lambda$ от поверхности поглощающего полупространства с неоднородной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$. Изменение ε в некоторой окрестности апертуры приводит к изменению её импеданса $Z = R + iX$ из-за возмущения окружающего антенну квазистационарного поля. В результате меняется коэффициент отражения антенны Γ, который измеряется с помощью рефлектометра. Для повышения чувствительности

антенна подключена к рефлектометру через согласующий резонатор, причём на резонансной частоте f_0 при идеальном согласовании имеем $\Gamma(f_0) = 0$. В этом случае реакцией на изменение Z будет искажение частотного отклика $\Gamma(f)$, которое и служит источником информации о возмущении проницаемости ε.

Расчёт отклика $\Gamma(f)$ проводится по эквивалентной схеме ближнепольного локатора, показанной на рис. 2. Роль согласующего резонатора выполняет отрезок двухпроводной линии с волновым сопротивлением Z_l, нагруженный на одном конце импедансом антенны Z и разомкнутый на другом. Система возбуждается в плоскости A—A с помощью линии с импедансом Z_0, в которую отводится и отражённый сигнал. Коэффициент отражения рассчитывается по формуле $\Gamma(f) = |(Z_{\rm in}(f) - Z_0)/(Z_{\rm in}(f) + Z_0)|^2$, где $Z_{\rm in}(f) = Z_1 Z_2/(Z_1 + Z_2)$ — входной импеданс, определяемый параллельным соединением нагрузок Z_1, Z_2 в плоскости A—A, которые, в свою очередь, находятся по формуле пересчёта импедансов от концов линии ко входу.

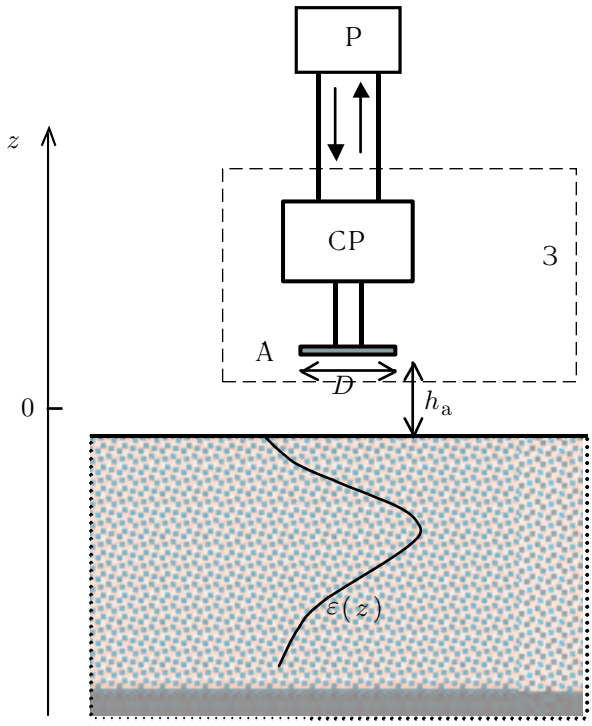


Рис. 1. Схема ближнепольных измерений: А — антенна, СР — согласующий резонатор, Р — рефлектометр, З — зонд

Более сложная проблема заключается в расчёте импеданса Z антенны, расположенной над границей раздела однородного и неоднородного полупространств. Ввиду сложности соответствующей электродинамической задачи, на данном этапе мы полагали, что исследуемая среда неоднородна только вдоль вертикальной координаты z, т. е. $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(z)$. Импеданс Z связан с электрическим $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и магнитным $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ полями в окружающем антенну пространстве через энергетические соотношения теоремы Пойнтинга. Поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ генерируются сторонними источниками, распределёнными по плоскости апертуры. Расчёт этого распределения представляет собой отдельную достаточно сложную задачу. В данной работе мы ограничились описанием сторонних полей с помощью модельной функции с одним характерным пространственным масштабом D, который по порядку величины соответствует линейному размеру апертуры. Возможность такого описания подтверждается результатами, полученными в теории антенн [11], а точное значение D для конкретной антенны далее будет определено в эксперименте.

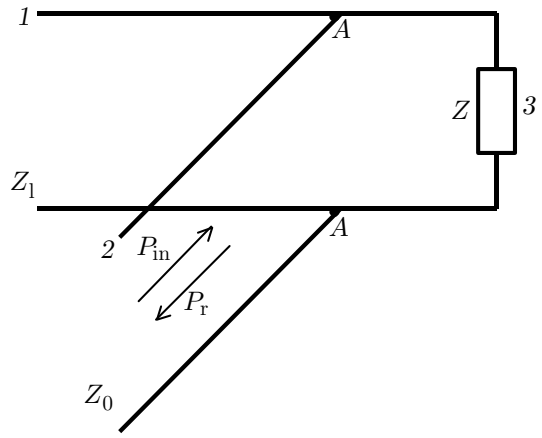


Рис. 2. Эквивалентная схема антенны: *1* — согласующая линия, *2* — подводящая линия, *3* — нагрузка, $P_{\rm in}$ — мощность падающего излучения, P_r — мощность отражённого излучения

Таким образом, задача расчёта Z сводится к интегрированию полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, создаваемых в слоисто-неоднородной среде заданными сторонними источниками. Расчёт $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ проводился при помощи функции Грина, представленной в виде разложения в пространственный спектр по

волновым векторам $\mathbf{k}$. В этом разложении волновым полям отвечают действительные k_z, а квазистационарным — мнимые. Плоскослоистая среда представлялась в виде кусочно-однородной с достаточно малым шагом дискретизации. Распространение каждой пространственной гармоники в такой среде рассчитывалось с помощью рекуррентных соотношений, связывающих между собой коэффициенты отражения и прохождения полей в соседних слоях. В результате был построен численный алгоритм, который позволяет для произвольного профиля $\varepsilon(z)$ вычислить Z, после чего рассчитать отклик ближнепольного локатора (зависимость $\Gamma(f)$), пользуясь эквивалентной схемой на рис. 2.

Для проведения экспериментальных исследований создан лабораторный стенд, включающий перестраиваемый по частоте СВЧ генератор, резонансный зонд с системой управления положением антенны и прецизионный рефлектометр. Зонд представляет собой компактный микрополосковый резонатор, настроенный на частоту $f_0 \approx 500$ МГц, к которому подключена антенна с апертурой $D_0 = 15$ мм. Точность измерения частоты с помощью рефлектометра составила порядка 10 кГц, коэффициента отражения — около 10^{-4}.

В качестве исследуемой среды использована вода. Этот выбор продиктован, с одной стороны, тем, что диэлектрические свойства биологических тканей определяются, в первую очередь, их водозапасом [1, 8]. Поэтому выводы относительно работоспособности диагностической системы, полученные для водной среды, с известной степенью достоверности могут быть перенесены и на биологические среды. В выполненных экспериментах поверхность воды была изолирована от антенны тонкой полиэтиленовой плёнкой. В этих условиях и по механическим свойствам (гибкость, упругость и т. п.) изучавшийся объект напоминал человеческое тело. С другой стороны, одной из целей данной работы было сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, в связи с чем исследуемый объект должен обладать контролируемой и изменяемой в широких пределах диэлектрической проницаемостью. Вода удовлетворяет указанным требованиям, поскольку её диэлектрическая проницаемость легко управляется солёностью S, причём зависимость $\varepsilon(S)$ рассчитывается с точностью не хуже 1 % (например, по полуэмпирической теории [12]).

Экспериментальная проверка развитой теории ближнепольного локатора проводилась для полупространства однородной водной среды, имеющей границу раздела с воздухом, что представляет собой простейший случай приложения теории. Измерения проводились при плотном контакте антенны с поверхностью исследуемой среды. В процессе расчётов и измерений нас интересовало искажение зависимости $\Gamma(f)$ при изменении солёности воды. Искомыми параметрами функции $\Gamma(f)$ являлись резонансная частота f_0 и минимальный коэффициент отражения $\Gamma_{\mathrm{m}} = \Gamma(f_0)$. Показанные на рис. 3 результаты расчётов и измерений зависимостей $f_0(S)$, $\Gamma_{\mathrm{m}}(S)$ демонстрируют достаточно хорошее соответствие. На рис. 3 параметр $D = 1$ см определён из условия наилучшего согласия теории с экспериментом. Отметим, что найденное значение D оказалось меньше геометрического размера апертуры D_0 ($D_0/D \approx 1{,}5$), что объясняется характерным для малых антенн неравномерным распределением сторонних полей по апертуре, спадающим от центра к краям. Тот факт, что всю совокупность экспериментальных данных нам удалось описать с помощью модельного распределения сторонних полей с одним значением параметра D, свидетельствует о том, что D является характеристикой применённого зонда, не зависящей от диэлектрической проницаемости исследуемой среды.

Представленные на рис. 3 данные демонстрируют существенное влияние диэлектрической проницаемости среды на характеристику зонда $\Gamma(f)$. Следует ожидать, что попадание контрастного объекта, расположенного в глубине среды, в зону видимости антенны также приведёт к искажению зависимости $\Gamma(f)$, которое, очевидно, будет определяться глубиной погружения объекта, его размерами и контрастом диэлектрической проницаемости. Однако наличие измеримых

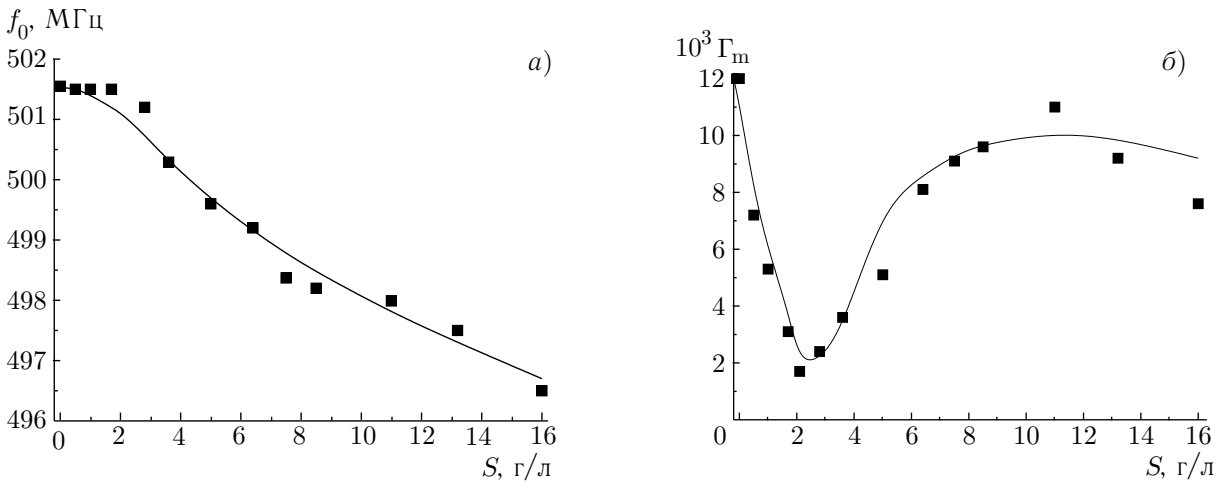


Рис. 3. Резонансная частота (*а*) и минимальный коэффициент отражения (*б*) зонда в зависимости от солёности воды (линии — результаты расчёта, точки — экспериментальные данные)

эффектов ещё не является достаточным условием для обнаружения подповерхностной неоднородности. Важным является вопрос об артефактах, с которыми приходится сталкиваться в процессе этой работы. В частности, для ближнепольной локации, проводимой при контакте антенны с гибкой поверхностью, существенную роль играют флуктуации отклика $\Gamma(f)$ от контакта к контакту. Как показали эксперименты по сканированию антенной поверхности однородной водной среды, флуктуации f_0 составляют $\delta_f \sim 0{,}5$ МГц, а относительные флуктуации минимального коэффициента отражения $\delta_\Gamma/\Gamma_\mathrm{m} \sim 0{,}2$. Учитывая характер зависимостей $f_0(S)$ и $\Gamma_\mathrm{m}(S)$ (см. рис. 3), при построении алгоритма обнаружения предпочтение следует отдать измерениям Γ_m. Если ближнепольный локатор настроен таким образом, что при контакте с однородной средой коэффициент Γ_m имеет минимальное достижимое значение, то попадание контрастного объекта в зону видимости антенны приведёт к резкому росту Γ_m выше уровня фоновых флуктуаций, что и свидетельствует о наличии искомого объекта.

Сделанный вывод подтвердился в процессе выполненных экспериментов по обнаружению погружённого объекта. Солёность воды была выбрана равной $S = 2$ г/л, что соответствовало минимуму Γ_m для данного зонда (см. рис. 3*б*). В цилиндрический контейнер с высотой 1 см и диаметром 3 см, имитировавший контрастный объект, была помещена вода при $S = 0$ г/л, которой соответствует наибольшее значение Γ_m (см. рис. 3*б*). Примеры двумерных распределений $\Gamma_\mathrm{m}(x, y)$ при различных глубинах погружения объекта h, полученные при сканировании зондом поверхности с шагом 5 мм, представлены на рис. 4. Как и следовало ожидать, регистрируемый контраст падает с глубиной, однако вплоть до $h = 2$ см можно хорошо различать изображения объекта. Отметим, что попытки получить аналогичные изображения, фиксируя частоту $f_0(x, y)$, успеха не имели из-за указанных выше фоновых флуктуаций частоты, которые маскировали контраст объекта уже при $h \geq 0{,}5$ см.

Перспективы применения предложенного метода для обнаружения опухолей мы оценили с помощью развитой теории ближнепольной локации слоистых сред. Известно, что ткань молочной железы отличается сравнительно малым водозапасом [1], что и определяет её достаточно хорошую прозрачность для полей СВЧ. Карцинома из-за повышенного водосодержания представляет на этом фоне плотное образование с контрастом модуля диэлектрической проницаемости, достигающим 5 : 1 [8]. В наших расчётах согласно экспериментальным данным [1, 8] приняты следующие значения диэлектрической проницаемости здоровых (ε_bf) и поражённых (ε_c) тка-

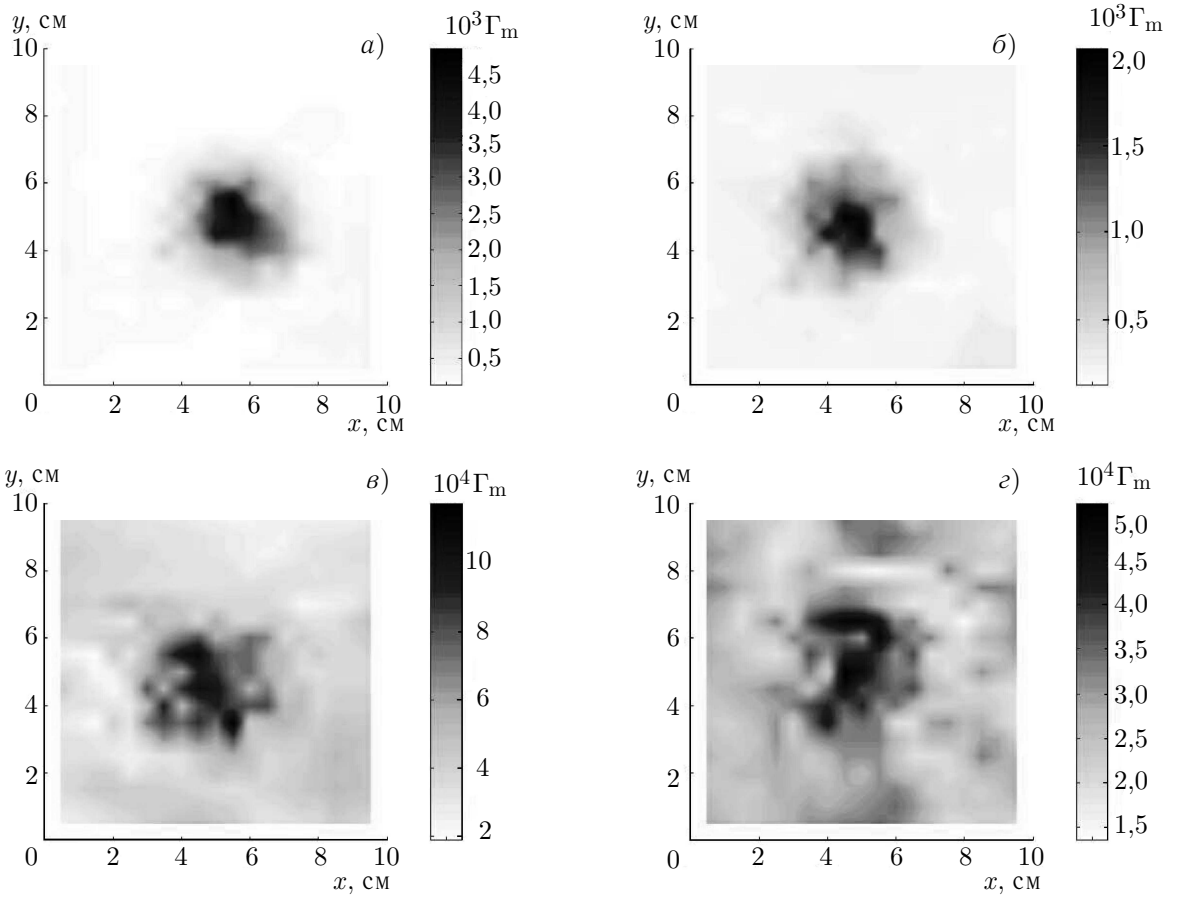


Рис. 4. Двумерные изображения погружённого объекта при глубине погружения $h = 0{,}5$ см (*а*), $h = 1$ см (*б*), $h = 1{,}5$ см (*в*) и $h = 2$ см (*г*)

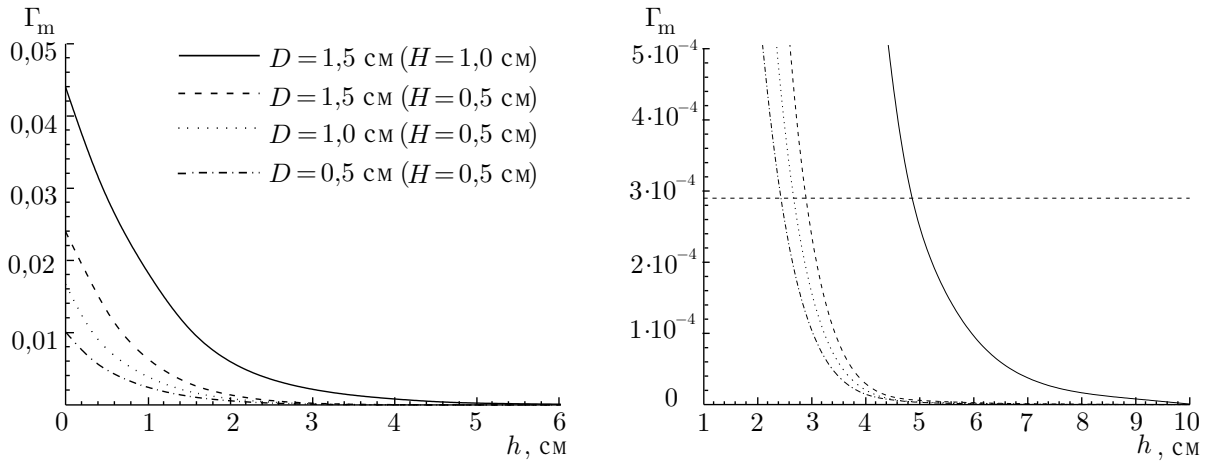


Рис. 5. Коэффициент отражения зонда в зависимости от глубины расположения опухоли при разных размерах антенны и толщине слоя, моделирующего поражённую область

ней: $\varepsilon_{\rm bf} = 8{,}2 - i2{,}4$, $\varepsilon_{\rm c} = 31{,}2 - i13{,}4$ для частот в окрестности 500 МГц. В расчётах «обнаружение» опухоли проводилось по схеме, предложенной в результате экспериментальных исследований. Для антенны с заданным D, находящейся в контакте с однородным полупространством с $\varepsilon = \varepsilon_{\rm bf}$, вычислялся импеданс Z, который служил нагрузкой в эквивалентной схеме на рис. 2. Гео-

метрические параметры согласующего резонатора выбирались таким образом, чтобы на частоте $f_0 = 500$ МГц достигалось идеальное согласование: $\Gamma(f_0) = 0$. Затем в однородное полупространство включался слой («опухоль») с $\varepsilon = \varepsilon_c$, что приводило к некоторому рассогласованию зонда на смещённой резонансной частоте f_0', т. е. при наличии опухоли $\Gamma(f_0') > 0$. Полученное значение $\Gamma_m = \Gamma(f_0')$ принималось за отклик ближнепольного локатора на опухоль.

Примеры вычислений Γ_m в зависимости от глубины h и толщины H слоя представлены на рис. 5. В качестве критерия обнаружения примем условие $\Gamma_m > \delta_\Gamma$, где в качестве оценки параметра, характеризующего уровень фоновых флуктуаций, принято значение $\delta_\Gamma = 3 \cdot 10^{-4}$, определённое в процессе экспериментальных исследований. Из расчётов на рис. 5 видно, что рассматриваемый метод позволяет обнаруживать небольшие опухоли с $H = 5$ мм, расположенные на глубинах $h \approx 2 \div 3$ см. С увеличением размера опухоли до 10 мм глубина обнаружения повышается до 5 см.

Итак, в данной работе построена теория ближнепольной локации плоскослоистых сред. Продемонстрировано хорошее согласие теории с экспериментом. Теоретически и экспериментально обоснована перспективность применения ближнепольной локации диапазона СВЧ для обнаружения злокачественной опухоли внутри человеческого тела. Последний вывод, естественно, требует подтверждения в работе с реальными объектами. Дальнейшее развитие исследований видится также в переходе от плоскослоистой модели к трёхмерно-неоднородной среде, которая более точно характеризует опухоль в человеческом теле.

Авторы признательны В. Л. Ваксу за поддержку работы, а также Г. М. Альтшуллеру, С. А. Басову, С. В. Пономарёву за техническую помощь в постановке экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03–02–16086).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fear E. C., Hagness S. C., Meaney P. M., et al. // IEEE Microwave Mag. 2002. V. 3, No. 1. P. 48.
2. Semenov S. Y., Bulyshev A. E., Souvorov A. E., et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1998. V. 46, No. 2. P. 133.
3. Meaney P. M., Fanning M. W., Li D., et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2000. V. 48, No. 11. P. 1 841.
4. Li D., Meaney P. M., Paulsen K. D. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2003. V. 51, No. 8. P. 1 179.
5. Fear E. C., Stuchly M. A. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2000. V. 48, No. 11. P. 1 854.
6. Fear E. C., Li X., Haugness S. C., Stuchly M. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 2002. V. 49, No. 8. P. 812.
7. Bond E. J., Li X., Haugness S. C., van Veen B. D. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2003. V. 51, No. 8. P. 1 690.
8. Li X., Davis S. K., Haugness S. C., van der Weide D. W., van Veen B. D. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 2004. V. 52, No. 8. P. 1 856.
9. Rosner B. T., van der Weide D. W. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73, No. 7. P. 2 505.
10. Резник А. Н., Юрасова Н. В. // Журнал технической физики. 2004. Т. 74, № 4. P. 108.
11. Щелкунов С. А., Фриис Г. Т. Антенны. М.: Сов. радио, 1955. 604 с.
12. Klein L. A., Swift C. T. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1977. V. 25, No. 1. P. 104.

Поступила в редакцию 12 мая 2005 г.; принята в печать 24 ноября 2005 г.

NEAR-FIELD MICROWAVE DIAGNOSTICS FOR MEDICAL APPLICATIONS

A. N. Reznik and N. V. Yurasova

We study theoretically and experimentally the possibilities of detecting malignant tumor inside a human body using near-field (NF) microwave probing. Our theoretical analysis is based on the developed theory of NF diagnostics of a one-dimensional medium. We verified this theory experimentally by diagnostics of water with a controllable dielectric constant. By model calculations, we predicted a contrast of breast tumor as a function of its size and depth. Two-dimensional images of an object that imitated the tumor for different depths of its immersion in water are obtained.

УДК 537.868.3

МИКРОВОЛНОВЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

К. И. Рыбаков, В. Е. Семёнов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В последние годы заметный интерес исследователей привлекает микроволновый нагрев порошковых металлов и других электропроводящих материалов. В данной статье рассматривается поглощение электромагнитных волн в материалах с различной эффективной проводимостью при различных условиях микроволнового нагрева. Рассмотрены особенности микроволнового нагрева в пучностях электрического и магнитного полей аппликаторов со стоячей волной. В приближении эффективной среды детально исследуется поглощение в материалах, содержащих проводящие частицы с диэлектрическими оболочками.

Локальная плотность мощности, выделяемой в веществе в квазистационарном электрическом поле, может быть выражена как $w = \sigma\overline{\mathbf{E}^2}$, где $\mathbf{E}$ — вектор электрического поля в данной точке, σ — электрическая проводимость материала, черта обозначает усреднение по времени. В случае монохроматического поля в данном выражении под σ понимается эффективная электрическая проводимость, которая зависит от частоты и учитывает все потери электрического типа в материале. Эффективная электрическая проводимость связана с мнимой частью ε'' диэлектрической проницаемости материала как $\sigma = \varepsilon_0\varepsilon''\omega$, где ω — частота поля, ε_0 — электрическая постоянная. Кроме этого, некоторые материалы имеют потери магнитного типа за счёт таких процессов, как реориентация магнитных доменов. В общем случае плотность мощности, выделяемой в материале в переменных электрическом и магнитном полях, выражается как

$$w = \omega\,(\varepsilon_0\varepsilon''\overline{\mathbf{E}^2} + \mu_0\mu''\overline{\mathbf{H}^2}), \tag{1}$$

где μ'' — мнимая часть магнитной проницаемости, μ_0 — магнитная постоянная, $\mathbf{H}$ — напряжённость магнитного поля.

В наиболее часто встречающихся аппликаторах, используемых для микроволновой обработки материалов, обычно присутствует стоячая электромагнитная волна, и пучности электрического и магнитного полей разнесены в пространстве. Поэтому нагрев небольшого образца зависит от его пространственного положения в аппликаторе. Если образец имеет малые потери ($\varepsilon'' \ll 1$, $\mu'' \ll 1$), простую оценку эффективности нагрева можно получить, сравнивая электрические (пропорциональные $\varepsilon''\overline{\mathbf{E}^2}$) и магнитные (пропорциональные $\mu''\overline{\mathbf{H}^2}$) потери, вычисленные с использованием невозмущённых значений $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Для более детального анализа эффективности микроволнового нагрева необходимо учитывать влияние образца на структуру поля.

Рассмотрим вначале небольшой сферический образец с малыми диэлектрическими потерями и $\mu'' = 0$. Электрическое поле в таком образце, помещённом в однородное внешнее переменное электрическое поле с амплитудой $\mathbf{E}_0$, может быть вычислено в квазистатическом приближении при условии выполнения следующего неравенства: $|\varepsilon|\,kR \ll 1$, где $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, c — скорость света, R — радиус образца. Квазистатическое решение для сферического диэлектрического тела хорошо известно: электрическое поле внутри тела однородно, а его комплексная амплитуда равна $3\mathbf{E}_0/(\varepsilon +$

$+ 2$). Соответственно, мощность W, выделяемая в образце, согласно (1) равна[1]

$$W = 6\pi\varepsilon_0 R^3 \omega \varepsilon'' \mathbf{E}_0^2 / |\varepsilon + 2|^2. \tag{2}$$

Таким образом, оптимальный нагрев небольших образцов с малыми диэлектрическими потерями осуществляется в пучности электрического поля аппликатора со стоячей волной.

В электропроводящих материалах внешнее электрическое поле может быть подавлено внутри образца, даже когда его размеры меньше толщины скин-слоя, т. е. когда магнитное поле только слабо возмущено. Нагрев таких проводящих материалов может быть более эффективным, когда образец помещён в пучность магнитного поля (индукционный нагрев), благодаря магнитной поляризации. Нагрев в данном случае по-прежнему объясняется выделением тепла при протекании электрических токов, однако вихревое электрическое поле, вызывающее эти токи, генерируется в проводящем материале благодаря переменному магнитному полю. Мощность, выделяемая в проводящем сферическом образце, составляет при этом [1]

$$W = 3\pi\mu_0 R \delta^2 \omega \left[\frac{R}{\delta} \, \frac{\operatorname{sh}(2R/\delta) + \sin(2R/\delta)}{\operatorname{ch}(2R/\delta) - \cos(2R/\delta)} - 1 \right] \mathbf{H}_0^2, \tag{3}$$

где $\delta = (c/\omega)\sqrt{2/\varepsilon''}$ — толщина скин-слоя. В частности, когда $R \ll \delta$, (3) принимает следующий простой вид:

$$W = \frac{1}{30} \, \mu_0^2 \sigma R^5 \omega^2 \mathbf{H}_0^2 = \frac{\mu_0 R^5 \omega^3}{30 c^2} \, \varepsilon'' \mathbf{H}_0^2. \tag{4}$$

Для небольшого образца с умеренной электрической проводимостью оптимальное положение для нагрева в аппликаторе со стоячей волной — в пучности электрического или магнитного поля — может быть определено сравнением (2) и (4). Из (4) можно видеть, что зависимость мощности, поглощаемой при индукционном нагреве, от радиуса образца имеет другой характер ($W \propto R^5$), чем при диэлектрическом нагреве ($W \propto R^3$). Поэтому оптимальное положение при нагреве электропроводящих образцов зависит также от размера образца.

Когда размеры образца не малы по сравнению с длиной волны, электромагнитное поле и мощность, выделяемую в образце, можно вычислить, решая полные уравнения Максвелла. Полная мощность, выделяющаяся в сферическом теле, облучаемом плоской электромагнитной волной, составляет [2]:

$$W = -\pi \frac{\mathbf{E}_0^2}{k^2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left[\operatorname{Re}(a_n + b_n) + |a_n|^2 + |b_n|^2 \right], \tag{5}$$

где

$$a_n = -\frac{j_n(N\rho)\,[\rho j_n(\rho)]' - j_n(\rho)\,[N\rho j_n(N\rho)]'}{j_n(N\rho)\,[\rho h_n^{(1)}(\rho)]' - h_n^{(1)}(\rho)\,[N\rho j_n(N\rho)]'} \, ,$$

$$b_n = -\frac{j_n(\rho)\,[N\rho j_n(N\rho)]' - N^2 j_n(N\rho)\,[\rho j_n(\rho)]'}{h_n^{(1)}(\rho)\,[N\rho j_n(N\rho)]' - N^2 j_n(N\rho)\,[\rho h_n^{(1)}(\rho)]'} \, ,$$

$\rho = kR$, $N = \sqrt{\varepsilon}$, $j_n(x) = \sqrt{\pi/(2x)}\; J_{n+1/2}(x)$, $h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\pi/(2x)}\; [J_{n+1/2}(x) + iY_{n+1/2}(x)]$, J и Y — функции Бесселя первого и второго рода соответственно, штрих обозначает производную по аргументу.

[1] Подобное решение может быть получено в рамках аналогичных предположений для небольшого образца с магнитными потерями путём замены ε на μ и $\mathbf{E}$ на $\mathbf{H}$. Однако материалы, имеющие значительные магнитные потери, обычно обладают также сильной дисперсией магнитной проницаемости μ, и можно полагать, что в микроволновом диапазоне $\mu = 1$ для большинства материалов, представляющих интерес [1].

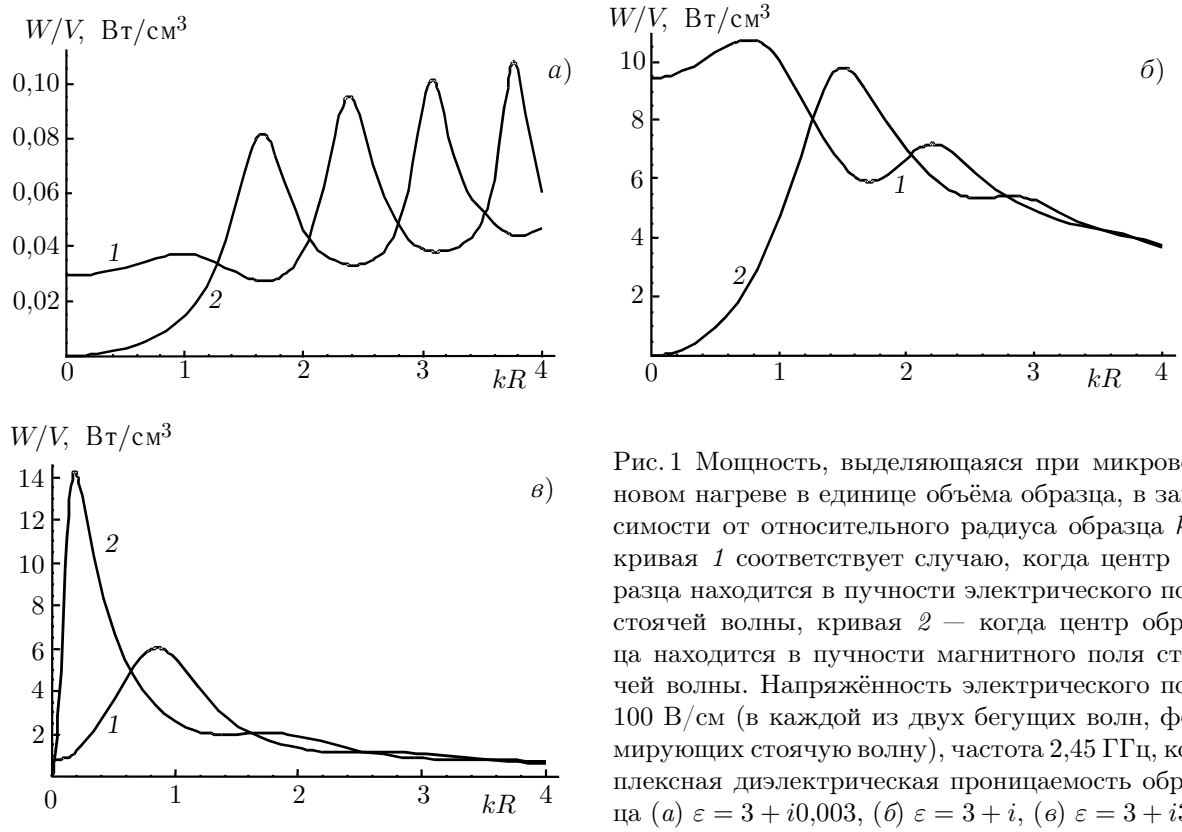


Рис. 1 Мощность, выделяющаяся при микроволновом нагреве в единице объёма образца, в зависимости от относительного радиуса образца kR: кривая *1* соответствует случаю, когда центр образца находится в пучности электрического поля стоячей волны, кривая *2* — когда центр образца находится в пучности магнитного поля стоячей волны. Напряжённость электрического поля 100 В/см (в каждой из двух бегущих волн, формирующих стоячую волну), частота 2,45 ГГц, комплексная диэлектрическая проницаемость образца (*а*) $\varepsilon = 3 + i0{,}003$, (*б*) $\varepsilon = 3 + i$, (*в*) $\varepsilon = 3 + i300$

Для нас более интересен случай сферического образца, помещённого в поле стоячей плоской электромагнитной волны. Такое поле может быть представлено как суперпозиция полей двух бегущих волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Если центр образца находится в пучности электрического поля стоячей волны, то

$$W = -\pi\,\frac{\mathbf{E}_0^2}{k^2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\Big\{\mathrm{Re}\big[(1+(-1)^n)^2\,a_n + (1-(-1)^n)^2\,b_n\big] + \\ + [1+(-1)^n]^2\,|a_n|^2 + [1-(-1)^n]^2\,|b_n|^2\Big\}, \quad (6)$$

а если центр образца находится в пучности магнитного поля стоячей волны, то

$$W = -\pi\,\frac{\mathbf{E}_0^2}{k^2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\Big\{\mathrm{Re}\big[(1-(-1)^n)^2\,a_n + (1+(-1)^n)^2\,b_n\big] + \\ + [1-(-1)^n]^2\,|a_n|^2 + [1+(-1)^n]^2\,|b_n|^2\Big\}. \quad (7)$$

Примеры рассчитанных зависимостей выделяющейся мощности в единице объёма образца от его радиуса приведены на рис. 1. Нетрудно видеть, что нагрев в пучности магнитного поля стоячей волны может быть эффективным для образцов с высокой электрической проводимостью, размеры которых не слишком малы по сравнению с толщиной скин-слоя. Нагрев в пучности электрического поля более эффективен для образцов с малыми и умеренными диэлектрическими потерями и для очень маленьких (много меньше толщины скин-слоя) образцов. Когда размеры образца больше длины волны, нагрев в среднем одинаково эффективен в обоих положениях.

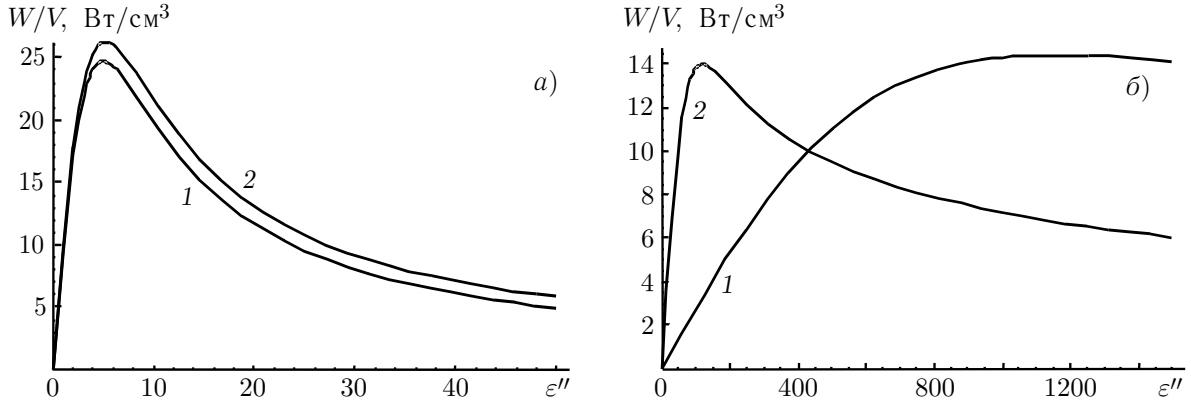


Рис. 2. Мощность, выделяющаяся при микроволновом нагреве в единице объёма образца, в зависимости от мнимой части диэлектрической проницаемости материала, когда центр образца находится в пучности электрического (*а*) и магнитного (*б*) поля стоячей волны. Напряжённость электрического поля 100 В/см (в каждой из двух бегущих волн, формирующих стоячую волну), частота 2,45 ГГц, действительная часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon' = 3$, относительный радиус образца $kR = 0{,}1$ (кривые *1*) и $kR = 0{,}3$ (кривые *2*)

Зависимости выделяющейся мощности в единице объёма образца от ε'' показаны на рис. 2. В соответствии с (2) и (4) для слабопоглощающих материалов мощность возрастает линейно с ε'' как при диэлектрическом, так и при индукционном нагреве. Однако максимальное энерговыделение для образца, расположенного в пучности электрического поля, достигается при значительно более низких диэлектрических потерях, чем для образца, расположенного в пучности магнитного поля. В обоих случаях выделяющаяся мощность убывает с ростом ε'', когда поглощение велико, однако в случае пучности магнитного поля это убывание намного медленнее.

При диэлектрическом и индукционном нагреве различный характер может иметь развитие тепловых неустойчивостей. Как следует из рис. 2, максимум поглощения при диэлектрическом нагреве достигается при более низком значении ε'', чем при индукционном нагреве. Если ε'' возрастает с температурой, что справедливо для большинства неметаллических материалов, то в случае диэлектрического нагрева рост поглощения насыщается при более низкой температуре. Ещё бóльшая разница должна наблюдаться в характере возникновения так называемых горячих пятен (hot spots) — локальных тепловых неустойчивостей, которые нельзя подавить системами управления с обратной связью, использующими в качестве управляющего сигнала значения температуры на поверхности. Мощность, выделяющуюся в горячем пятне с мнимой частью диэлектрической проницаемости ε'', намного большей, чем в окружающем материале, можно оценить, рассматривая горячее пятно как образец небольшого размера. При диэлектрическом нагреве выделяющаяся мощность (в единице объёма) почти не зависит от радиуса образца (рис. 2*а*). В случае же индукционного нагрева максимум энерговыделения по мере уменьшения радиуса смещается к очень большим значениям ε'' (рис. 2*б*), поэтому рост поглощения с температурой в небольшом горячем пятне может не достичь насыщения. Это означает, что развитие горячих пятен более вероятно, когда микроволновый нагрев проводится в пучности магнитного поля аппликатора со стоячей волной.

Отметим, что при облучении образца бегущей электромагнитной волной зависимость выделяющейся мощности от ε'' имеет два максимума, как показано на рис. 3.

Когда нагреваемый образец скомпактирован (спрессован) из порошка электропроводящего материала, его эффективная проводимость может существенно отличаться от проводимости

соответствующего однородного материала. Элементный анализ порошковых прессовок часто обнаруживает наличие окислительных примесей. Это наряду с данными электронной микроскопии указывает на то, что каждая отдельная частица порошка окружена диэлектрическим слоем. Наличие таких диэлектрических оболочек на проводящих частицах препятствует возникновению проводимости между частицами и значительно увеличивает мощность, которая может быть поглощена в образце.

Диэлектрические свойства такого образца могут быть выражены через свойства его компонентов посредством приближения эффективной среды [3] в предположении, что каждая сферическая частица порошка окружена концентрическим сферическим диэлектрическим слоем. Для эффективной комплексной диэлектрической проницаемости ε_{eff} компактированного материала может быть получено следующее уравнение:

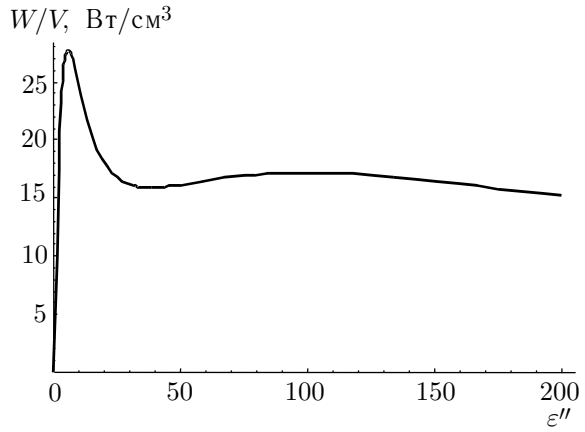


Рис. 3. Мощность, выделяющаяся при микроволновом нагреве в единице объёма образца, в зависимости от мнимой части диэлектрической проницаемости материала. Напряжённость электрического поля в бегущей волне 200 В/см, частота 2,45 ГГц, действительная часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon' = 3$, относительный радиус образца $kR = 0{,}3$

$$4\beta\varepsilon_{\text{eff}}^2 + 2\left[\beta\left(3C-2\right) + \varepsilon_{\text{i}}\left(\gamma - 3\alpha C\right)\right]\varepsilon_{\text{eff}} + \varepsilon_{\text{i}}\left[\gamma\left(3C-2\right) - 3\alpha C\right] = 0, \tag{8}$$

где C — относительная объёмная концентрация твёрдого вещества в прессовке, ε_{i} — комплексная диэлектрическая проницаемость изолирующего материала оболочек, ε_{c} — комплексная диэлектрическая проницаемость проводящего материала,

$$\alpha = \left(1 - \frac{1}{\xi^3}\right)\left[2\varepsilon_{\text{i}} + \varepsilon_{\text{c}} - \frac{6}{1-\xi^2}\left(\varepsilon_{\text{c}} - \varepsilon_{\text{i}}\right)\ln\xi\right] + \frac{3\varepsilon_{\text{c}}}{\xi^3}\ ,$$

$\beta = 2\varepsilon_{\text{i}} + \varepsilon_{\text{c}} + (\varepsilon_{\text{i}} - \varepsilon_{\text{c}})/\xi^3$, $\gamma = 2\varepsilon_{\text{i}} + \varepsilon_{\text{c}} + 2\left(\varepsilon_{\text{c}} - \varepsilon_{\text{i}}\right)/\xi^3$, $\xi = 1 + d$, $d = t/r$, r — радиус частицы порошка без оболочки, t — толщина оболочки.

Пример расчёта эффективной комплексной диэлектрической проницаемости для окисленного кремниевого порошка[2] при повышенной температуре приведён на рис. 4. Нетрудно видеть, что наличие даже очень тонких изолирующих слоёв между проводящими частицами порошка уменьшает эффективные диэлектрические потери на несколько порядков величины, увеличивая одновременно действительную часть диэлектрической проницаемости по сравнению с ε' для однородного кремния.

Мощность, выделяющаяся в компактированном порошковом образце, может быть рассчитана с использованием уравнения (5). Пример зависимости выделяющейся мощности от нормированной толщины изолирующих оболочек d приведён на рис. 5. Нетрудно видеть, что благодаря наличию изолирующих оболочек выделяющаяся мощность возрастает почти на порядок величины. В определённых случаях можно оценить толщину изолирующих оболочек путём измерения мощности, выделяющейся в образце, облучаемом электромагнитной волной известной интенсивности, и сравнения её с рассчитанной зависимостью мощности от толщины оболочек.

[2] В отличие от представленных на рис. 1–3 общих зависимостей, которые рассчитаны для излучения с частотой 2,45 ГГц, наиболее широко применяемого в процессах микроволновой обработки материалов, зависимости на рис. 4–7 получены для конкретного материала в условиях конкретных экспериментов, выполнявшихся на гиротронном комплексе для микроволновой обработки материалов на частоте 30 ГГц.

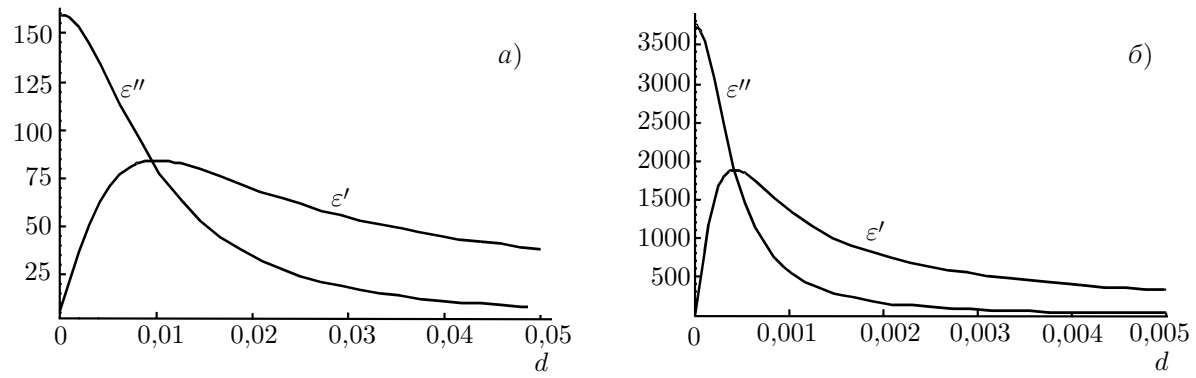


Рис. 4. Эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость окисленного кремниевого порошка в зависимости от нормированной толщины изолирующих оболочек d. Относительная концентрация твёрдого вещества $C = 0{,}6$, диэлектрическая проницаемость изолирующих оболочек (оксид кремния) $\varepsilon_{\rm i} = 4$, диэлектрическая проницаемость материала частиц порошка (кремний при повышенной температуре) (*а*) $\varepsilon_{\rm c} = 12 + i400$ ($T \approx 600$ °C) и (*б*) $\varepsilon_{\rm c} = 12 + i9\,400$ ($T \approx 1\,000$ °C)

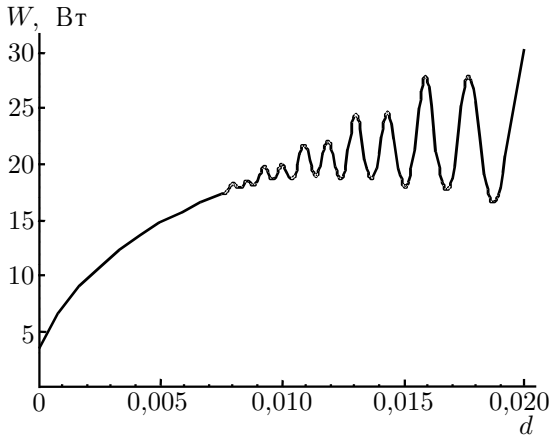


Рис. 5. Мощность, выделяющаяся при микроволновом нагреве в сферическом образце, компактированном из проводящего порошка с изолирующими оболочками, в зависимости от нормированной толщины изолирующих оболочек d. Относительная концентрация твёрдого вещества $C = 0{,}6$, диэлектрическая проницаемость изолирующих оболочек (оксид кремния) $\varepsilon_{\rm i} = 4$, диэлектрическая проницаемость материала частиц порошка (кремний при повышенной температуре) $\varepsilon_{\rm c} = 12 + i9\,400$. Напряжённость электрического поля в бегущей волне 200 В/см, частота 30 ГГц, радиус компактированного образца $R = 0{,}5$ см

Наличие изолирующих оболочек на проводящих частицах порошка не только приводит к увеличению полной выделяющейся мощности, но также изменяет распределение мощности по объёму образца. Электрическое поле внутри сферического тела, облучаемого плоской линейно поляризованной электромагнитной волной, равно [2]

$$\mathbf{E}(r,\theta,\varphi) = E_0 \exp(-i\omega t) \sum_{n=1}^{\infty} i^n \, \frac{2n+1}{n\,(n+1)} \, (\tilde{a}_n \mathbf{m}_n - i\tilde{b}_n \mathbf{n}_n), \tag{9}$$

где

$$\mathbf{m}_n = \frac{\boldsymbol{\theta}_0}{\sin\theta} \, h_n^{(1)}(Nkr) P_n^1(\cos\theta)\cos\varphi - \boldsymbol{\varphi}_0 h_n^{(1)}(Nkr) \, \frac{{\rm d}P_n^1(\cos\theta)}{{\rm d}\theta} \, \sin\varphi,$$

$$\mathbf{n}_n = \frac{\mathbf{r}_0 n\,(n+1)}{Nkr} \, h_n^{(1)}(Nkr) P_n^1(\cos\theta)\cos\varphi + \frac{\boldsymbol{\theta}_0}{Nkr} \, [Nkr h_n^{(1)}(Nkr)]' \, \frac{{\rm d}P_n^1(\cos\theta)}{{\rm d}\theta} \, \cos\varphi - \\ - \frac{\boldsymbol{\varphi}_0}{Nkr\sin\theta} \, [Nkr h_n^{(1)}(Nkr)]' \, P_n^1(\cos\theta)\sin\varphi,$$

$$\tilde{a}_n = \frac{j_n(\rho) + a_n h_n^{(1)}(\rho)}{j_n(N\rho)}\,, \qquad \tilde{b}_n = \frac{j_n(\rho) + b_n h_n^{(1)}(\rho)}{N j_n(N\rho)}\,,$$

P_n^1 — присоединённые полиномы Лежандра первого рода, r, θ и φ — сферические координаты (направление полярной оси совпадает с направлением вектора электрического поля в падающей волне $\mathbf{E}_0$), $\mathbf{r}_0$, $\boldsymbol{\theta}_0$ и $\boldsymbol{\varphi}_0$ — единичные векторы системы сферических координат.

Квадрат электрического поля является мерой локальной выделяющейся мощности. На рис. 6 и 7 приведены примеры распределений квадрата электрического поля в сферическом образце. Данные, использованные для рис. 6, соответствуют образцу, компактированному из кремниевого порошка, при температуре 600 °C. С увеличением толщины оксидных слоёв вокруг кремниевых частиц характер распределения выделяющейся мощности изменяется от обычного скин-эффекта (рис. 6*а*) к неоднородному распределению с характерным масштабом, связанным с длиной волны внутри материала (рис. 6*в, г*). На рис. 6*г* поле имеет выраженный максимум в центральной области образца, что характерно для сферической формы и может ассоциироваться со сходящейся сферической электромагнитной волной. Следует отметить, что согласно приближению эффективной среды действительная часть ε для больших значений d существенно больше, чем мнимая часть (см. рис. 4).

В случае более высокой температуры ($T \approx 1\,000$ °C), наблюдается сходная эволюция распределения выделяемой мощности с изменением d (рис. 7). Однако значения d, соответствующие качественно подобным распределениям мощности, в несколько раз меньше по сравнению со случаем более низкой температуры. Следовательно, если частицы порошка имеют оксидные слои определённой толщины, характер микроволнового нагрева может измениться в течение процес-

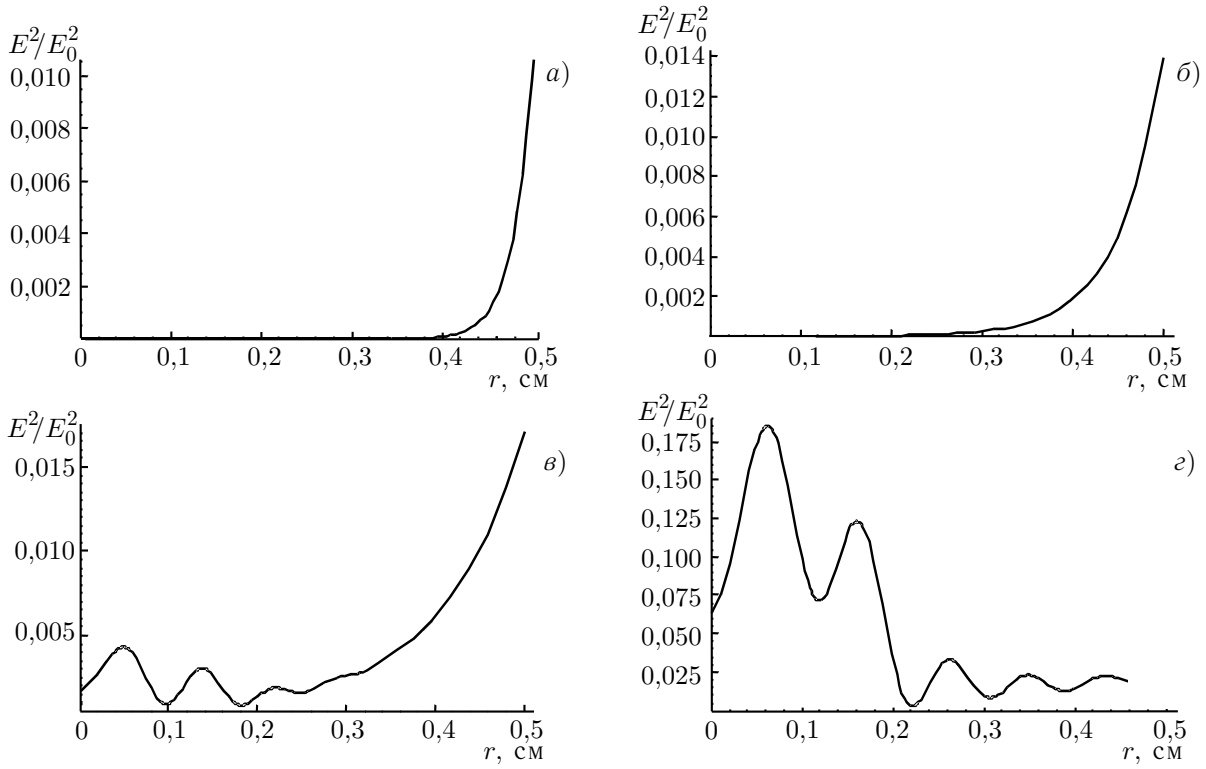


Рис. 6. Распределения квадрата электрического поля, нормированного на квадрат электрического поля в падающей плоской волне, по радиусу r при $\theta = 0$ в сферическом образце радиуса $R = 0{,}5$ см, компактированном из кремниевого порошка с $\varepsilon_{\text{c}} = 12 + i400$ ($T \approx 600$ °C), при различной нормированной толщине d оксидных оболочек ($\varepsilon_{\text{i}} = 4$): (*а*) $d = 0{,}01$, (*б*) $d = 0{,}02$, (*в*) $d = 0{,}03$, (*г*) $d = 0{,}05$. Частота 30 ГГц, толщина скин-слоя для однородного кремния $\delta = 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ см

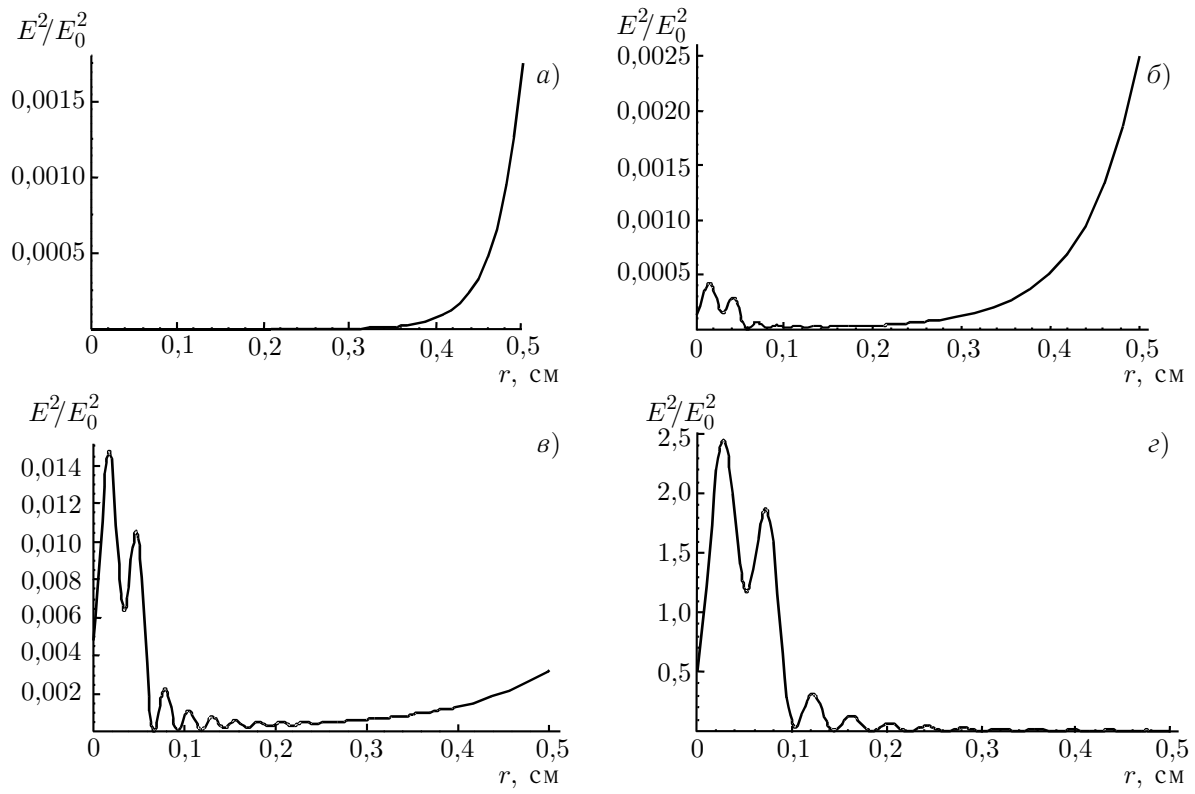


Рис. 7. Распределения квадрата электрического поля, нормированного на квадрат электрического поля в падающей плоской волне, по радиусу r при $\theta = 0$ в сферическом образце радиуса $R = 0{,}5$ см, компактированном из кремниевого порошка с $\varepsilon_c = 12 + i9\,400$ ($T \approx 1\,000$ °C) при различной нормированной толщине d оксидных оболочек ($\varepsilon_i = 4$): (*а*) $d = 0{,}002$, (*б*) $d = 0{,}003$, (*в*) $d = 0{,}004$, (*г*) $d = 0{,}01$. Частота 30 ГГц, толщина скин-слоя для однородного кремния $\delta = 2{,}3 \cdot 10^{-3}$ см

са нагрева от определяемого скин-эффектом при сравнительно низких температурах к квазиобъёмному при более высоких значениях T (ср. рис. 6*а* и 7*г*), несмотря на то, что проводимость кремния резко возрастает с температурой. Для сферического образца с радиусом, существенно превышающим длину волны в материале, процесс нагрева может закончиться формированием локализованного тепловыделения в центральной области образца.

Данные исследования частично поддержаны Международным научно-техническим центром (проект № KR–727), Международной ассоциацией в поддержку сотрудничества с учёными из новых независимых государств бывшего Советского Союза (INTAS, грант № 03–51–5345), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 04–02–16258) и Американским фондом гражданских исследований и развития совместно с Министерством образования и науки Российской федерации (стипендия № Y1–PE–01–03).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
2. Stratton J. A. Electromagnetic theory. McGraw-Hill, 1941.
3. Bergman D. J., Stroud D. // Solid State Physics: Advances in Research and Applications / Ed. by H. Ehrenreich, D. Turnbull. V. 46. New York: Academic Press, 1992. P. 147.

Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.; принята в печать 29 августа 2005 г.

MICROWAVE HEATING OF ELECTRICALLY CONDUCTIVE MATERIALS

K. I. Rybakov and V. E. Semenov

In recent years, considerable interest has been drawn to microwave heating of powder metals and other electrically conductive materials. In this paper, we consider absorption of electromagnetic waves in materials with different effective conductivities for different microwave heating conditions. Specific features of microwave heating at the maxima of electric and magnetic fields in a standing-wave applicator are discussed. Absorption in materials containing conductive particles with dielctric shells are studied in detail using the effective medium approximation.

УДК 621.385.6

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН МОЩНЫМИ СВЧ ИМПУЛЬСАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК

В. Г. Андреев [1], *В. А. Вдовин* [2]

[1] Московский госуниверситет им. М. В. Ломоносова;
[2] Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва, Россия

Исследованы особенности возбуждения акустических волн мощными СВЧ импульсами в тонких металлических плёнках, граничащих с жидкостью. В экспериментах использовались алюминиевые плёнки с толщиной 1÷10 нм, напылённые на кварцевую подложку. Теоретически было показано, что коэффициент поглощения СВЧ волн имеет максимум при толщине плёнки 2÷3 нм, при этом величина максимума определяется диэлектрической проницаемостью граничащей с плёнкой жидкости. Теоретические расчёты и эксперименты проведены для воды и этилового спирта. Анализ генерации звука в слоистой системе кварц—алюминиевая плёнка—жидкость проведён с использованием поэтапного подхода. На первом этапе происходит поглощение энергии СВЧ волны в плёнке и выделение тепла. Затем тепло практически мгновенно диффундирует в жидкость, тепловое расширение которой и создаёт акустический сигнал. Экспериментально зарегистрированы профили акустических сигналов, возбуждённых в алюминиевых плёнках СВЧ импульсами с длительностью 5 нс и энергией до 1 мДж. Зарегистрированная форма волны имела вид однополярного акустического импульса с длительностью 18 нс. Наиболее эффективное преобразование отмечено при толщине алюминиевой плёнки, равной 3,5 нм.

Исследование основных закономерностей распространения СВЧ излучения в слоистых средах возможно различными методами. В данной работе для анализа взаимодействия СВЧ импульсов наносекундной длительности со средами с регулярным распределением диэлектрической проницаемости и проводимости предлагается использовать термоакустический эффект [1]. Его действие основано на том, что при поглощении падающего излучения в среде возникает акустический импульс, который регистрируется и анализируется.

В качестве модельной слоистой среды рассматривается структура с тонкой металлической плёнкой, напылённой на кварцевую подложку. Постановка задачи соответствует работе [2]. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Импульс микроволнового излучения с длительностью 10 нс падает на алюминиевую плёнку, напылённую на поверхность кварцевой подложки. Алюминиевая плёнка контактирует со слоем жидкости, толщина которого может варьироваться в пределах нескольких миллиметров. В плёнке и граничащей с ней жидкости происходит преобразование СВЧ излучения в акустический импульс, который регистрируется с помощью широкополосного акустического приёмника.

Выбор тонких металлических плёнок в этом случае обусловлен их способностью эффективно поглощать падающее электромагнитное излучение. В работе [3] экспериментально продемонстрировано, что при нормальном падении непрерывного СВЧ излучения с длиной волны 8 мм на структуру кварцевая подложка—алюминиевая плёнка—воздух поглощалось 49 % энергии падающего СВЧ излучения. Максимум коэффициента поглощения наблюдался при толщине плёнок 20÷25 Å. Принципиально важным оказалось то, что коэффициент отражения волны при этих толщинах не превышал 44 %.

На рис. 2 представлены теоретические зависимости коэффициента поглощения A алюминиевой плёнки от её толщины для трёхслойной структуры, соответствующей рис. 1, полученные по формуле [4]

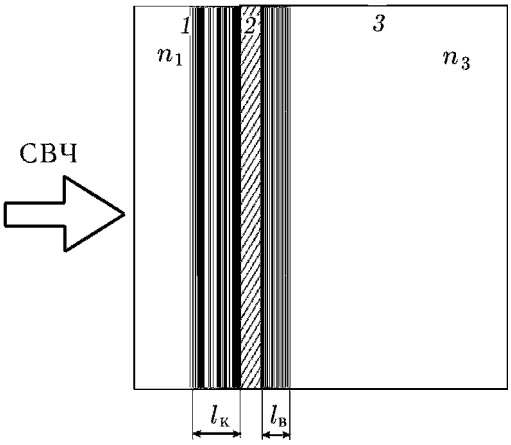


Рис. 1. Схема исследуемой трёхслойной структуры: *1* — кварцевая подложка, *2* — алюминиевая плёнка, *3* — слой жидкости. Серым фоном схематически показаны области диффузии тепла из алюминиевой плёнки в кварцевую подложку и жидкость

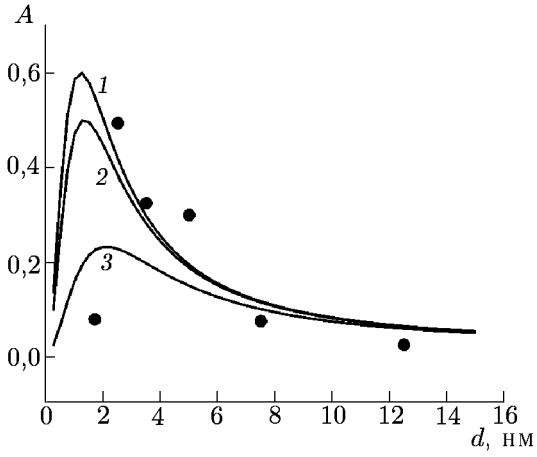


Рис. 2. Теоретические зависимости коэффициента поглощения алюминиевой плёнки от её толщины при $n_1 = 1{,}5$: кривая *1* соответствует $n_3 = 1$ (воздух), *2* — $n_3 = 1{,}5$ (спирт), *3* — $n_3 = 5$ (вода). Экспериментальные результаты для системы кварц ($n_1 = 1{,}5$)— алюминиевая плёнка—воздух ($n_3 = 1$) показаны точками

$$A = \frac{8n_1\, d/b}{(n_3 + n_1 + 2\, d/b)^2}\ .$$

Здесь d — толщина плёнки, $b = c/(2\pi\sigma)$, σ — проводимость плёнки, c — скорость света, n_1 и n_3 — коэффициенты преломления сред до и после плёнки соответственно (см. рис. 1). Заметим, что для плёнок, толщина которых много меньше толщины скин-слоя (рассматриваемый случай), поглощение не зависит от частоты.

Зависимость коэффициента поглощения от толщины плёнки определяется соответствующей зависимостью проводимости $\sigma(d)$. Учёт размерных эффектов (отражение электронов на границах плёнки) и диффузионного рассеяния электронов проводимости на границах кристаллитов, роль которого увеличивается с уменьшением толщины плёнки (в диапазоне толщин порядка 10 нм), даёт следующее выражение для $\sigma(d)$ [5]:

$$\sigma(d) = \sigma_0\, d/(2l_0)\, [1 + \ln(l_0/d)],$$

где σ_0 и l_0 — удельная проводимость и средняя длина свободного пробега электрона в бесконечно толстом образце соответственно, $d < l_0$.

Из рис. 2 видно, что максимум поглощения энергии СВЧ излучения в алюминиевой плёнке, граничащей с водой и спиртом, составляет 23 % и 50 % соответственно. Для сравнения на рис. 2 представлены теоретическая и экспериментальная зависимости коэффициента поглощения для трёхслойной структуры кварц—алюминиевая плёнка—воздух. Экспериментальные данные взяты из работы [3]. Видно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

1. ПРОЦЕСС ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Описание процесса генерации акустического сигнала в структуре, представленной на рис. 1, может быть разбито на два этапа. При поглощении энергии СВЧ излучения в тонкой плёнке

происходит её нагрев. Поскольку толщина плёнки составляет несколько десятков ангстрем, тепло за счёт термодиффузии уходит в граничащие с плёнкой жидкость и кварцевую подложку. Характерное время термодиффузии тепла из плоского слоя толщиной d можно оценить как

$$t_{\mathrm{Al}} = \frac{d^2}{4\chi_{\mathrm{Al}}} \ ,$$

где χ_{Al} — коэффициент температуропроводности алюминия. При толщине плёнки 2 нм время термодиффузии составляет 10 фс, что на несколько порядков меньше длительности импульса. Поэтому можно считать, что тепло из плёнки уходит практически мгновенно. Нагрев кварца и жидкости происходит как непосредственно за счёт поглощения СВЧ излучения, так и за счёт термодиффузии тепла из металлической плёнки. При толщине плёнки более 2 нм коэффициент прохождения энергии СВЧ излучения не превышает 7 %, поэтому нагрев жидкости непосредственно проходящей волной становится несущественным по сравнению с термодиффузией тепла из металлической плёнки.

В экспериментах использовались дистиллированная вода и спирт. Сделаем оценки, исходя из теплофизических и акустических параметров воды. За время длительности СВЧ импульса $\tau_{\text{им}}$ тепло в воде распространяется на расстояние $l_{\text{в}} = 2\sqrt{\chi_{\text{в}}\tau_{\text{им}}}$, где $\chi_{\text{в}}$ — коэффициент температуропроводности воды. Время пробега звука по нагретому слою можно оценить как $\tau_{\text{в}} = l_{\text{в}}/c_{\text{в}}$, где $c_{\text{в}}$ — скорость звука в воде. При длительности СВЧ импульса 10 нс толщина прогретого слоя составит $l_{\text{в}} = 75$ нм, а время пробега звука соответственно 50 пс. Нагретый слой расширяется, вследствие этого в среде возникает акустический импульс. Длительность СВЧ импульса значительно превышает время пробега звука по нагретой области, следовательно, временно́й профиль возникающего акустического импульса будет повторять форму огибающей СВЧ импульса.

Аналогичные вычисления, выполненные для кварца, дали следующие результаты: $l_{\text{кв}} = 185$ нм, $\tau_{\text{кв}} = 120$ пс. Тепловой поток из алюминиевой плёнки в кварцевую подложку более чем в 2 раза превышает поток в воду за счёт более высокой теплопроводности кварца.

Пиковое значение акустического импульса в линейном приближении, когда нагрев не превышает 10 °C, можно оценить из следующего соотношения [1]:

$$p'_{\text{а}} = \frac{\beta c_{\text{зв}}^2}{2C_p}\,\frac{AE_{\text{пад}}}{lS} \ , \tag{1}$$

где β — коэффициент теплового расширения среды, $c_{\text{зв}}$ — скорость звука, C_p — удельная теплоёмкость при постоянном давлении, A — коэффициент поглощения энергии СВЧ волны, $E_{\text{пад}}$ — энергия падающего СВЧ импульса, l — толщина нагретого слоя, S — облучаемая площадь. Комбинация теплофизических коэффициентов $\beta c_{\text{зв}}^2/C_p$ характеризует эффективность термоакустического преобразования энергии. Величина этого параметра для воды в 4 раза превышает аналогичную величину для кварца. Кроме того, толщина нагретого слоя воды более чем в 2 раза меньше толщины слоя в кварце. Поэтому можно считать, что основную роль в процессе термоакустического преобразования играет именно вода, контактирующая с плёнкой.

В этиловом спирте толщина прогретого слоя составляет 60 нм, а параметр $\beta c_{\text{зв}}^2/C_p$ почти в 6 раз превышает аналогичную величину для воды. Поэтому эффективность термоакустического преобразования в спирте очень высока, что позволяет регистрировать относительно малые потоки СВЧ энергии.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальная проверка рассмотренной схемы возбуждения акустического сигнала мощным СВЧ импульсом проводилась с использованием релятивистского генератора поверхностной

волны миллиметрового диапазона [6], который применялся в работе [2]. В качестве источника релятивистских электронов использовался малогабаритный сильноточный инжектор с катодом на взрывной эмиссии, разработанный на базе серийного рентгеновского аппарата «МИРА-2Д» [7]. Кольцевой катод позволял получать импульсы тока с амплитудой $0{,}5 \div 0{,}7$ кА, ускоряющим напряжением 150 кВ и длительностью по полувысоте до 5 нс. Магнитное поле с напряжённостью до 40 кЭ для транспортировки электронного пучка создавалось импульсным соленоидом. В экспериментах использовалась сборная конструкция релятивистского генератора, представляющая собой отрезок диафрагмированного волновода, собранного из отдельных колец и диафрагм. Характерные размеры периодической замедляющей структуры подбирались таким образом, чтобы с учётом «провисания» потенциала обеспечить синхронизм пучка с π-видом колебаний моды E_{01}. В пространстве взаимодействия могло размещаться до 30 периодов диафрагмирующих вставок. Максимальная мощность генератора достигалась при 9 периодах замедляющей структуры и составляла 3 МВт при длине волны излучения порядка 8 мм. Энергия импульса не превышала 1 мДж. Форма огибающей СВЧ импульса, зарегистрированного детектором на горячих носителях, представлена на рис. 3. Длительность огибающей СВЧ импульсов, измеренная по уровню 0,5 от пикового значения, составляла $5{,}2 \pm 0{,}4$ нс, что определялось длительностью импульса тока. Импульс СВЧ излучения выводился в воздух и направлялся с помощью металлического конуса на кварцевую подложку с напылённой алюминиевой плёнкой. Входной диаметр конуса (35 мм) соответствовал размеру выходной диафрагмы генератора, а выходной диаметр конуса (20 мм) был равен диаметру кварцевой подложки. Использование конуса позволяло повысить плотность энергии СВЧ излучения на поверхности алюминиевой плёнки. Алюминиевая плёнка контактировала со слоем дистиллированной воды с толщиной 4 мм. Такой слой воды обеспечивал временну́ю задержку акустического импульса на 2,67 мкс, что позволяло избежать влияния сильных наводок в момент генерации СВЧ импульса. С другой стороны, такая толщина слоя воды практически не влияла на временно́й профиль прошедшего через него акустического импульса ввиду малого коэффициента затухания ультразвука на частотах, соответствующих спектральному составу регистрируемого импульса. Импульс, распространяющийся в воде, поступал на акустический приёмник и далее регистрировался цифровым осциллографом «Tektronix 3032».

Инвертированные профили акустических сигналов, зарегистрированные при падении СВЧ импульса на систему кварц—алюминиевая плёнка—вода при различной толщине алюминиевой плёнки приведены на рис. 4. Акустический сигнал имеет форму однополярного импульса сжатия с длительностью по уровню 0,5, равной 18 ± 2 нс. Однополярность обеспечивается тем, что поверхность воды, на которой происходит основной процесс термоакустического преобразования, граничит с твёрдым телом, акустический импеданс которого значительно выше, чем у воды. Ограниченность полосы пропускания акустического приёмника не позволила воспроизвести форму огибающей СВЧ импульса, представленную на рис. 3. Длительность фронта акустического импульса на уровне 20 нс соответствует его полосе пропускания, равной 50 МГц. Максимальная эффективность термоакустического преобразования наблюдалась в плёнке с толщиной 3,5 нм. Пиковое давление на уровне 0,5 бар соответствует оценкам, полученным из формулы (1).

Аналогичные профили акустических сигналов были получены в системе кварц—алюминиевая плёнка—спирт, но пиковые амплитуды зарегистрированных импульсов были на порядок выше, что согласуется с теоретическими оценками. Задержка прихода акустического сигнала была больше, чем в воде, и составляла 3,38 мкс, что соответствовало скорости звука в спирте $1{,}18 \cdot 10^3$ м/с. Высокая эффективность преобразования СВЧ энергии в акустическую моду позволила регистрировать СВЧ импульсы на расстояниях до 30 мм от плоскости торца выходного конуса генератора, что дало возможность проводить измерения диаграммы направленности.

На рис. 5 приведён акустический импульс, полученный в системе кварцевая подложка—дис-

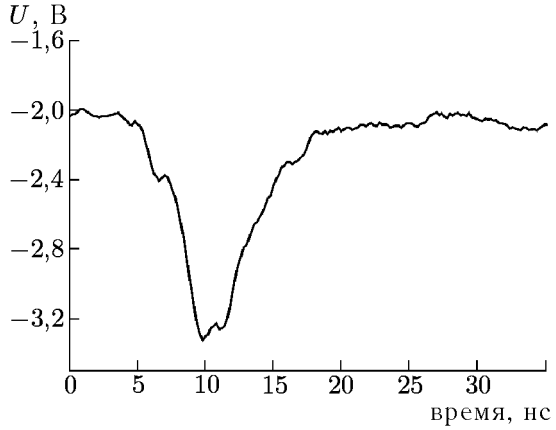


Рис. 3. Огибающая СВЧ импульса, зарегистрированная германиевым детектором на горячих носителях; U — выходное напряжение детектора

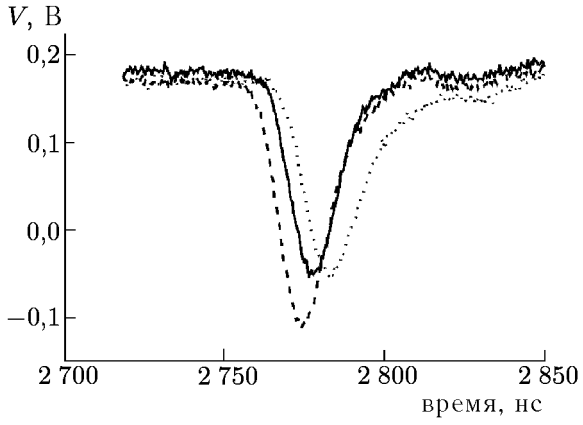


Рис. 4. Профили акустических импульсов, полученные при различной толщине алюминиевой плёнки. Сплошная линия соответствует $d = 2{,}5$ нм, штриховая — $d = 3{,}5$ нм, пунктирная — $d = 5{,}0$ нм; V — сигнал на выходе акустического приёмника

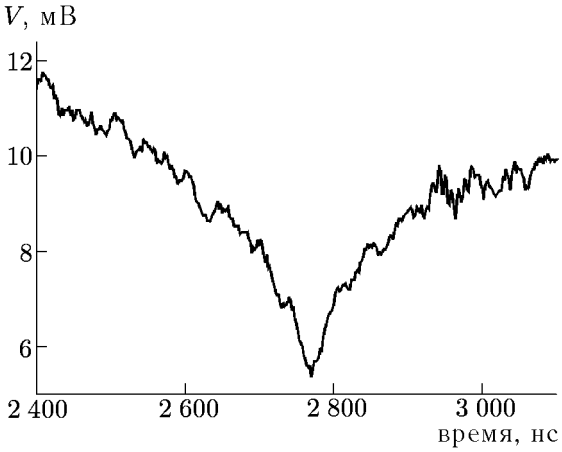


Рис. 5. Акустический импульс, полученный при поглощении СВЧ сигнала в слое воды, накрытом кварцевой подложкой

тиллированная вода в отсутствие алюминиевой плёнки на поверхности кварца. В этом случае происходит поглощение СВЧ импульса непосредственно в воде с последующей генерацией акустического сигнала. Профиль акустического сигнала имеет вид симметричного импульса сжатия (на графике он инвертирован). Длительность импульса составляет 200÷250 нс, что на порядок выше, чем длительность импульса, возбуждаемого при наличии алюминиевой плёнки. Фронт и спад импульса в случае, когда дифракция не учитывается, описывается функцией $\exp(-\alpha c_0\,|t - t_0|)$, где α — коэффициент поглощения СВЧ волны в воде на данной длине волны, c_0 — скорость звука в воде при данной температуре, t_0 соответствует времени достижения пикового значения импульса. По форме акустического импульса, показанного на рис. 5, можно оценить коэффициент поглощения СВЧ волны. Для этого необходимо аппроксимировать фронт и спад импульса экспонентами и вычислить соответствующие показатели этих экспонент. В результате обработки экспериментальных данных было получено значение $\alpha = 8$ мм$^{-1}$, что соответствует глубине поглощения $\alpha^{-1} = 125$ мкм.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически и экпериментально изучен процесс преобразования СВЧ излучения в акустическую волну в тонкой металлической плёнке, граничащей с жидкостью. Процесс термоакустической генерации происходит в два этапа: сначала энергия СВЧ импульса поглощается в плёнке, а затем тепло диффундирует в жидкость, тепловое расширение которой создаёт акустический

сигнал. Зарегистрированная форма волны имела вид однополярного акустического импульса с длительностью 18 нс. Наиболее эффективное преобразование отмечено при толщине алюминиевой плёнки, равной 3,5 нм. Согласно предложенному поэтапному механизму основную роль в генерации звука должна играть жидкость, граничащая с плёнкой. Эксперименты, проведённые с использованием спирта, показали, что пиковое значение акустического сигнала возросло практически на порядок, что соответствует теоретическим оценкам. Для сравнения в работе приведён профиль акустического сигнала, полученный при поглощении СВЧ импульса в слое дистиллированной воды, накрытом кварцевой подложкой. Показано, что в этом случае длительность импульса определяется коэффициентом поглощения СВЧ волны в воде. Полученная глубина поглощения составила 125 мкм при длине волны излучения 8 мм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04–02–17462).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
2. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Карабутов А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9. С. 787.
3. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Воронов П. С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, № 22. С. 68.
4. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Воронов П. С. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2003. Т. 67, № 12. С. 1 763.
5. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: Физматгиз, 1958. 570 с.
6. Афонин А. М., Вдовин В. А., Канавец В. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 31, № 1. С. 118.
7. Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А. и др. // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279, № 3. С. 624.

Поступила в редакцию 19 мая 2005 г.; принята в печать 27 октября 2005 г.

GENERATION OF ACOUSTIC WAVES BY POWERFUL MICROWAVE PULSES BY USING THIN METALLIC FILMS

V. G. Andreev and V. A. Vdovin

We study the features of excitation of acoustic waves by powerful microwave pulses in metallic films bordering on liquid. Aluminum films with a thickness of 1–10 nm sputtered on a quartz substrate were used in experiments. It is theoretically shown that coefficient of absorption of microwaves has its maximum for the film thickness from 2 to 3 nm and the value of this maximum is determined by the permittivity of the bordering liquid. Theoretical calculations and experiments are performed for water and ethanol. The sound generation in the layered system quartz–aluminum film–liquid is analyzed with the help of the step-by-step approach. At the first step, microwave energy is absorbed in the film and heat is released. Then heat is practically instantaneously diffused into liquid whose thermal expansion creates an acoustic signal. Acoustic-signal profiles excited in aluminum films by microwave pulses with 5-ns duration and energy up to 1 mJ are experimentally detected. The registered wave form is a unipolar acoustic pulse with a duration of 18 ns. The most efficient energy transformation is observed for a 3.5 nm aluminum film.