

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ

КОТЕЛЬНИКОВ
ОБЪЕДИНЕНИЕ

Проблемы современной радиотехники и электроники

2.662935

Ответственный редактор
академик
В. А. КОТЕЛЬНИКОВ



МОСКВА
«НАУКА» 1987

Азербайджанская
республиканская
БИБЛИОТЕКА
им. М.Ф. Ахундова

Проблемы современной радиотехники и электроники.—
М.: Наука, 1987.

В сборнике статей, подготовленных ведущими учеными Института радиотехники и электроники АН СССР, рассматриваются результаты фундаментальных исследований в области радиотехники, радиофизики и электроники, выполненных в институте за последние годы.

Книга включает статьи, посвященные исследованиям по освоению миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн, физике полупроводников, радиофизике, исследованиям космического пространства и природных ресурсов Земли, акустоэлектронике и акустооптике, кристаллофизике (выращивание кристаллов и пленок для твердотельной электроники), физической электронике (стохастические процессы в электронных приборах) и сверхпроводимости.

Книга предназначена для научных работников и студентов вузов радиотехнических специальностей.

Рецензенты:

доктор физико-математических наук
И. А. МОНОСОВ,

доктор физико-математических наук
А. А. СЕМЕНОВ

Исследования

в области радиотехники и электроники,
проведенные в ИРЭ АН СССР в 1979—1984 гг.

В. А. КОТЕЛЬНИКОВ, К. И. ПАЛАТОВ

В настоящем сборнике отражены результаты исследований, выполненных в Институте радиотехники и электроники Академии наук СССР (ИРЭ АН СССР) в основном в 1979—1983 гг. Кроме того, в процессе подготовки книги к изданию¹ в нее были включены отдельные наиболее интересные результаты, полученные в 1984 г.

В 1979—1983 гг. в ИРЭ АН СССР выполнено большое количество фундаментальных и прикладных исследований, по результатам которых сделано более 1200 научных публикаций, получено 400 авторских свидетельств и 28 иностранных патентов. Эти исследования проводились главным образом по таким направлениям, как распространение радиоволн, статистическая радиофизика, радиоастрономия и исследования космического пространства, кваптовая радиофизика, физика полупроводников и диэлектриков, физическая электроника, автоматизация научных исследований и др.

Ниже будет сделан краткий обзор полученных научных результатов.

1. Исследования распространения радиоволн

Исследования распространения радиоволн в атмосфере. Эти исследования проводились в различных диапазонах волн, начиная от сверхнизкочастотного (СНЧ) и кончая оптическим.

Так, в СНЧ-диапазоне получено теоретическое решение задачи о прохождении волн через плоскостратую магнитоактивную ионосферную плазму при различных углах падения волны и

¹ Авторы сборника приносят благодарность сотрудникам института Г. С. Ланцбергу, Л. А. Букановой, М. А. Гайдук и Л. В. Панфиловой за большую работу по подготовке книги к изданию.

произвольной ориентации геомагнитного поля. При этом учтено движение молекул и ионов двух различных видов (например, кислорода и окиси азота). С распространением СВЧ были связаны исследования ионосферы, выполненные с помощью ИСЗ «Интеркосмос-Коперник 500». В ходе этих исследований изучалось спорадическое радиоизлучение Солнца и его следствие — морфологические и спектральные характеристики неоднородностей электронной концентрации ионосферы [1].

В УКВ-диапазоне теоретически исследованы статистические характеристики флуктуаций частоты радиосигналов, распространяющихся в случайно-неоднородных средах со степенным спектром неоднородностей диэлектрической проницаемости при произвольном показателе степени. Эти исследования показали, что флуктуации частоты определяются, в основном, мелкомасштабной частью спектра турбулентных неоднородностей (в отличие от флуктуаций фазы) в тропосфере, ионосфере, межпланетной плазме и т. п. [2].

Для оценки условий распространения УКВ в пограничном слое атмосферы (высотой до 1 км) был разработан оригинальный метод, основанный на применении акустического локатора, т. е. на обратном рассеянии энергии звукового импульса турбулентными неоднородностями температуры и ветра. Экспериментальные исследования этого метода показали его пригодность как для прогнозирования условий распространения радиоволн, так и для изучения атмосферных процессов в пограничном слое атмосферы [3—5].

В ходе этих работ была создана динамическая теория поля коэффициента преломления пограничного слоя атмосферы Земли, позволяющая рассчитывать вариации высотных профилей коэффициента преломления в течение суток, их изменение по мере удаления от границы раздела суша—море, а также позволяющая ввести поправку к градиенту коэффициента преломления стандартной радиоатмосферы в приземном слое для учета влияния земной поверхности. Для более общего случая предложена трехмерная модель показателя преломления n , которая содержит средний экспоненциальный профиль, слоистые неоднородности и горизонтальные градиенты n , обусловленные циклонально-антициклональной структурой атмосферы. С учетом этой модели развит новый метод расчета рефракции в трехмерно-неоднородной атмосфере [2, 6].

Новые результаты получены в исследованиях прохождения СВЧ-радиоволн через плазменные образования. В частности, была исследована динамика развития возмущений параметров плазмы (электронной температуры и плотности) в поле интенсивного СВЧ-пучка в условиях, когда скорость дрейфа плазмы через облучаемую область оказывается сравнимой со скоростью термодиффузии нагретой плазмы. При этом был обнаружен эффект развития НЧ-неустойчивости в движущейся плазме, подвергаемой локализованному СВЧ-нагреву. Данные исследо-

вания позволили определить основные эффекты взаимодействия интенсивных волн в условиях проведенных экспериментов: «просветление» плазмы и нелинейную рефракцию на начальной стадии развития возмущения, разрушение структуры пучка, интенсивное рассеяние на последующей стадии. Проведенное машинное моделирование указанных явлений, возникающих при прохождении мощных коротких электромагнитных импульсов, позволило, в частности, оценить оптимальные напряженности электрического поля в импульсе с точки зрения передачи СВЧ-энергии через газ в зависимости от давления и длительности импульса [6, 7].

В ходе исследований условий распространения радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов выявлен ряд особенностей. Так, при изучении влияния осадков на распространение радиоволн в условиях Горьковской области (совместно с ИПФ АН СССР) получены годовые и сезонные распределения во времени вертикального ослабления в толще земной атмосферы на длине волны 8,2 мм, обусловленного газами и гидрометеорами. Из этих результатов следует, например, что летом максимальное ослабление в дождях достигает 25 ± 5 дБ, но оно имеет место лишь в течение $10^{-3}\%$ времени наблюдения (общее время наблюдения составляло 5500 ч). Зимой максимальное ослабление не превышало 2 дБ, причем этот максимум имел место только в $10^{-2}\%$ времени наблюдения [8, 9]. Более подробные данные по этому вопросу приводятся в статье К. А. Аганбекяна и др., помещенной в настоящем сборнике. В целом же значимость этих работ характеризуется тем, что они явились составной частью исследований, направленных на создание метода миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии. Авторы этого метода и соответствующих исследований удостоены в 1980 г. Государственной премии СССР.

Ряд интересных данных получен и при исследовании условий распространения в атмосфере электромагнитных колебаний оптического диапазона. Так, с помощью специально созданной многочастотной лазерной установки (длины волн 10,6; 3,39; 1,15; 0,63 мкм) получено распределение размеров и концентраций водных частиц облаков и туманов в атмосфере. В диапазоне 13—17,6 мкм исследовано ослабление излучения в атмосфере, обусловленное поглощением в углекислом газе. При этом были получены коэффициенты поглощения с высоким разрешением по спектру ($\Delta\nu = 0,24 - 0,32 \text{ см}^{-1}$). В этом же диапазоне была впервые зарегистрирована тонкая структура спектров молекул газов CO_2 и N_2O при температурах 323 и 353 К с разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$. Была экспериментально исследована тепловая самофокусировка непрерывного лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм в водном аэрозоле и показано, что при плотности излучения 10 Вт/см^2 и начальной оптической толщине аэрозоля порядка единицы за счет самофокусировки расходимость лазерного пучка увеличивается на 10^{-3} рад [10—12].

Исследования расходимости и других параметров лазерного излучения потребовали создания уникальной измерительной аппаратуры. В частности, был разработан измеритель мощности на основе проходных решетчатых элементов со стекловолоконными датчиками [13].

Исследование волноведущих и антенных систем. Существенным результатом исследований в этом направлении является создание газонаполненных металлодиэлектрических волноводов, в нерабочем положении (без газонаполнения) наматываемых на барабан. Волноводы созданы в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн вплоть до волн длиной 2 мм с потерями, близкими к потерям аналогичных металлических волноводов, но с весом менее 100 г/м. Реализованная технологическая длина отдельных секций, наматываемых на барабан, ~150 м. Данные волноводы запатентованы за рубежом и получили уже частичное применение в отечественной радиотехнике [14—16].

В исследованиях ИРЭ показано, что металлические, диэлектрические и металлодиэлектрические волноводы могут найти применение и для направленной передачи энергии ИК-диапазона ($\lambda > 4$ мкм). Это оказалось возможным благодаря высокому коэффициенту отражения волн ИК-диапазона от диэлектриков и металлов при скользящем падении волн на стенки волноводов, диаметры которых много больше длины волны. Экспериментальное исследование на $\lambda = 10,6$ мкм показало, что потери ИК-излучения в металлодиэлектрических волноводах могут не превышать 0,3—0,6 дБ/м [3].

Интересные результаты были получены в области теории антенн. В ИРЭ АН СССР разработана теория синтеза двухзеркальных антенн, позволяющая реализовать заданную диаграмму направленности малым зеркалом сложной формы при большом зеркале простой формы. В случае оптимального выбора формы обоих зеркал обеспечивается минимальный уровень боковых лепестков при заданной диаграмме главного лепестка. Таким образом впервые синтезирована двухзеркальная антенна, формирующая косекансную диаграмму в одной плоскости и остро-направленную — в другой (перпендикулярной) плоскости с малым зеркалом двойной кривизны и параболическим большим зеркалом. Такие антенны открывают возможность создания эффективных антенных систем с большим главным зеркалом для миллиметрового диапазона волн.

В более общем случае на основе развитой в ИРЭ теории затухающих собственных электромагнитных колебаний в бесконечной области был предложен новый тип антенны, излучающая поверхность которой замкнута (например, слабопрозрачный резонатор). Форма ее выбрана соответственно с заданной диаграммой направленности. Это позволяет гладкими токами реализовать безлепестковые диаграммы. Модельный эксперимент, выполненный с такой резонансной антенной, в которой требую-

щийся ток создается при возбуждении в резонаторе собственных колебаний, показал, что на уровне —35 дБ в диаграмме лепестки отсутствуют. Исследованиями установлено, что на этом же принципе можно создать широкополосные низкочастотные антенны и волноводные преобразователи поля. В перспективе антенны и волноводные преобразователи этого типа могут быть объединены с электронными приборами [17].

Исследования по вышеуказанным направлениям повлекли за собой решения ряда других задач, что можно видеть из публикаций [18—23].

Исследования в области волоконных световодов. В настоящем сборнике данному вопросу посвящается специальная статья, однако, она не исчерпывает всех достижений института по этому вопросу, так как в ней освещаются в основном вопросы создания световодных систем. В области усовершенствования технологических методов производства световодов можно отметить следующие результаты.

В 1979 г. ИРЭ совместно с промышленными организациями созданы образцы световодного кабеля на основе кварц-полимерных световодов с апертурой 0,4—0,56, потерями 10—50 дБ/км, средней прочностью на разрыв 400 кг/мм² и морозостойкостью до —40° С.

В этом же году разработана, изготовлена и запущена в систематическую эксплуатацию автоматизированная система получения заготовок световодов типа «Градан» (с градиентной зависимостью диэлектрической проницаемости в сечении световода). С помощью данной системы получены образцы одномодовых световодов с потерями ~18 дБ/км на длине волны 0,63 мкм и 2—3 дБ/км на длине волны 1,15 мкм. Разработана технология получения высокоапертурных волокон типа кварц-полимер с повышенной морозостойкостью. Полученное по разработанной технологии волокно при апертуре 0,39 морозостойко до —55°.

В 1980 г. на основе улучшения технологии производства кварцевых световодов с помощью автоматических установок получены одномодовые световоды с потерями <2 дБ/км на $\lambda = 0,85$ мкм, предназначенные для использования в датчиках различного типа.

Разработана технология изготовления ступенчатых световодов с фигурной формой жилы (прямоугольник, треугольник, эллипсообразное сечение и др.), позволяющая получать такие световоды с потерями 8 дБ/км и дисперсией импульса 7 пс/км. На основе изучения кинетики осаждения окисных слоев за счет комбинированного легирования и обработки заготовок впервые в мировой практике получены кварцевые световоды с апертурой 0,4 при диаметре жилы 120 мкм и температурном диапазоне —60 ÷ +150° С.

В 1981 г. разработан метод контроля неконцентричности и изменений толщины полимерных покрытий вдоль кварцевого

волокна в процессе вытяжки, а также метод неразрушающего контроля показателей преломления и диаметров оболочек в кварцевых заготовках.

В результате теоретического анализа многослойных структур предложены новые методы увеличения апертуры и надежности оптических волокон (нанесение наружного металлического покрытия, выбор концентрации легирующих добавок по сечению волокна и величины вытягивающего усилия при производстве волокна и др.).

Разработаны технология изготовления одномодовых световодов с потерями ~ 5 дБ/км на длине волны 0,76 мкм, сохраняющих поляризацию волны за счет создания фигурной светотражающей оболочки, и методика лазерной сварки одномодовых оптических волокон с потерями на одно соединение не хуже 0,6 дБ (на $\lambda = 0,63$ мкм), а также ряд способов контроля параметров световодов.

В 1982 г. разработана методика вытяжки цилиндрических стержней из сверхчистого силикатного стекла с поверхности расплава и получены световоды типа стекло—полимер с потерями 50 дБ/км при апертуре 0,56. Разработана также лабораторная технология градиентных волоконных световодов с потерями 3—50 дБ/км и полосой 400—500 МГц/км в диапазоне волн 0,85—1,3 мкм.

В этом же году разработан кварцевый световод, позволяющий передавать оптическую мощность порядка 100 Вт по одиночному световоду, предназначенный для хирургических воздействий в медицинской практике.

В 1983 г. проводилось дальнейшее совершенствование технологии вытяжки световодов и изготовления кабелей, пригодных для широкого практического применения, а также были выполнены исследовательские работы по созданию метрики световодного производства и световодных датчиков различных физических величин. Большое внимание было обращено на создание световодных систем связи, о чем подробно говорится в одной из статей настоящего сборника. Приведенные данные отражены в годовых отчетах института и в научных публикациях [3, 4, 7, 10, 24—100] за 1979—1982 гг.

II. Исследования в области статистической радиофизики

Исследования естественного электромагнитного поля Земли в диапазоне ОНЧ. В 1979—1983 гг. продолжались исследования в области накопления статистических данных о грозовых помехах и методах селекции сигналов в условиях наличия таких помех. В частности, получены следующие научные результаты.

Установлена практически одинаковая частотная зависимость спектральной плотности энергии естественных шумовых флуктуаций электромагнитного поля Земли на частотах от долей

герца до нескольких килогерц. Спектральная плотность оказалась в среднем величиной, обратно пропорциональной частоте в степени 1,6.

Теоретически решена задача о связи грозовой активности с параметрами атмосферных ОНЧ-радиопомех в точке их приема, что даст возможность прогнозировать характеристики этих помех для любой области земной поверхности в любое время. Полученная территориально-временная модель радиопомех охватывает диапазон частот от 0,03 до 30 кГц и включает физическое обоснование, математическое описание и алгоритмическое оформление процедур расчета плотности спектра вертикальной составляющей поля помех в любой произвольной области земного шара в любой сезон в течение суточного цикла с разрешающим временем 1 ч при заданных вероятностных показателях. Контрольные эксперименты подтвердили справедливость теории.

Развита теория подавления атмосферных помех на случай многопунктового приема и показано, что из-за отличия пространственной структуры полей помех и сигналов при двух- и трехпунктовых приемах по сравнению с однопунктовым достигается увеличение отношения сигнала к помехе по энергии на 1—3 порядка.

На основании анализа экспериментально полученных интервалов времени между соседними импульсами помех, исследованных на территории СССР и некоторых других территориях Земли, установлен единый характер временной структуры поля помех и разработано его аналитическое описание, применимое для инженерных расчетов влияния помех на прием полезных сигналов.

Более подробные данные по изучению естественных электромагнитных полей Земли приводятся в одной из статей сборника, в годовых отчетах института и в публикациях за 1979—1983 гг. [4, 7, 101—112].

Исследования СВЧ-излучения земной поверхности. Данное направление исследований включало изучение земных покровов и акваторий аппаратурой, устанавливавшейся как на ИСЗ, так и на самолетах. В частности, со спутника «Космос-1076» были проведены измерения радиотеплового излучения Земли на длинах волн 0,8; 1,35; 3,2 и 8 см и получены вдоль его орбиты значения температуры поверхности океана, полной массы водяного пара, водозаласа облаков и др.

Параметры атмосферы и поверхности океана были уточнены в ходе эксперимента по радиофизическому зондированию океана со спутника «Космос-1151», на котором была установлена радиометрическая аппаратура, сочетающая измерения как спектральные в диапазоне 0,8—8 см, так и поляризационные в диапазоне 3,2 см. Проведенная автоматизация обработки данных эксперимента позволила в ходе дистанционных измерений непосредственно получать изучаемые параметры и сравнивать их с данными

корабельных измерений, гидрологическими картами и картами нефанализа. В данном случае было показано хорошее согласие данных, получаемых при всех сопоставлениях. На основе полученных в этих экспериментах результатов создан банк данных космической радиометрической информации, позволяющий быстро получать значения интенсивности уходящего СВЧ-излучения Земли для заданных участков траекторий полета спутника.

В работах ИРЭ за указанный период был обобщен многолетний опыт (советский и зарубежный) по использованию дистанционных радиофизических методов для исследования окружающей среды с космических аппаратов. На основании этого обобщения определен круг народнохозяйственных и научных задач, которые целесообразно решать с помощью этих методов, а также определен состав аппаратуры и методики измерений как для многоцелевых, так и для специализированных космических комплексов.

В 1979—1983 гг. получили дальнейшее развитие самолетные радиометрические и радиолокационные исследования покровов Земли. Так, на основе результатов самолетных экспериментов 1978—1979 гг. с помощью радиолокационной станции бокового обзора с синтезированной апертурой исследовано качественно и количественно явление расфокусировки изображения морских волн в зависимости от фазовой скорости морских волн и направления их распространения.

Развитие исследований по дистанционной СВЧ-радиометрии происходило по следующим направлениям.

А. Создание научных и практических основ применения данного метода для определения влажности почвы в интересах сельскохозяйственного производства и эффективного использования систем мелиорации. В результате исследований были созданы образцы плагометров, позволяющие производить экспрессные измерения влажности в диапазоне содержания воды в почве от 0 до 1 г/см³ с относительной погрешностью ~4% и производительностью ~1000—1500 га/ч. Авторы этой работы удостоены в 1983 г. Государственной премии. Более подробные данные по этому вопросу как в научном, так и в прикладном отношении приводятся в одной из статей сборника.

Б. Получение взаимосвязи характеристик поля СВЧ-излучения с уровнем грунтовых вод. Исследованиями установлена эта взаимосвязь в интервале от 0 до 3 м в различных почвенно-климатических зонах СССР (от аридных зон Туркмении до гумидных районов Прибалтики). В прикладном плане ИРЭ создал аттестованную радиометрическую аппаратуру для определения уровня залегания грунтовых вод с точностью 50—70 см.

В. Изучение морской поверхности и ледовых покровов. Исследования в этом направлении позволили, в частности, установить перспективность совместного использования средств активного и пассивного зондирования геофизических сред, в том числе для определения возрастных характеристик льда и стадии развития морского волнения.

Г. Изучение радиоконтрастов различных покровов для целей навигации. С помощью летающей на самолете ИЛ-18 лаборатории и наземных измерительных комплексов в диапазоне 0,8—27 см исследованы радиоконтрасты различных покровов и металлических поверхностей относительно растительного покрова (лес, луг) при различных погодных условиях при наблюдении в надир. При этом установлено, например, что контрасты металлических и водных поверхностей уменьшаются в случае дождя и полностью исчезают при его интенсивности 25—30 мм/ч. Дополнительные данные о результатах исследований можно почерпнуть из годовых отчетов ИРЭ и публикаций [10, 113—139].

Исследование стохастических процессов в радиофизических системах. В ИРЭ АН СССР обнаружено и исследовано явление стохастизации колебаний в автогенераторах с запаздыванием, возникающее не за счет воздействия начальных флуктуаций, а за счет развития нелинейной стохастической неустойчивости. На основе этого явления предложены и исследованы электронно-волновые и радиотехнические модели генераторов с управляемой шириной спектра и реализованы шумоподобные сигналы, характеризующиеся быстрым спаданием автокорреляционных функций и образованием сплошного и достаточно равномерного энергетического спектра [140—155]. Подробнее об этом направлении исследований говорится в одной из статей настоящего сборника.

III. Радиоастрономия и исследования космического пространства

В 1979—1983 гг. в ИРЭ были продолжены радиофизические исследования физических параметров планет и межпланетной среды с помощью космических аппаратов «Венера-11, -12» и радиолокации планет, а также завершалась обработка данных, полученных с помощью космических аппаратов «Венера-9, -10» и более ранних космических экспериментов.

В 1983 г. был также начат уникальный эксперимент по исследованию физических условий на поверхности Венеры с помощью космических аппаратов «Венера-15, -16».

Наиболее важным результатом этих исследований явилось завершение работ по созданию единой релятивистской теории движения внутренних планет Солнечной системы, выполненных ИРЭ совместно с ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, ИТА АН СССР и ГАО АН СССР. Новая теория дает возможность прогнозировать взаимное расположение Солнца и планет Меркурий, Венера, Земля, Марс с точностью, лучшей 10—15 км, что на два порядка точнее прогноза по классическим теориям. Создание новой высокоточной теории движения внутренних планет является значительным фундаментальным вкладом в изучение динамики Солнечной системы и имеет важное прикладное значение в космонавтике для баллистического обеспечения полетов межпланетных

станций. Цикл работ в этом направлении удостоен Государственной премии СССР за 1982 г.

Исследования Венеры с помощью космических аппаратов «Венера-15, -16» позволили получить радиолокационные изображения рельефа и параметры физического состояния большого участка поверхности планеты. Результатам этого исследования посвящена одна из статей в настоящем сборнике.

Из других результатов исследований космического пространства наиболее значимыми являются следующие.

Изучение солнечной плазмы. Экспериментально определены значения скорости солнечного ветра в широком диапазоне радиальных расстояний (2—100 радиусов Солнца): при удалении на 2 радиуса Солнца скорость составляет 30 км/с, на 7 радиусов — 60 км/с, на 20 радиусов — 300 км/с и при удалениях до 50—100 радиусов Солнца скорость ветра имеет величину 400—500 км/с. Эти данные подтвердили современные теоретические представления в этом вопросе.

Экспериментально установлено регулярное смещение частоты дециметровых радиоволн при прохождении их через корону Солнца. Этот эффект объяснен движением лучевой линии вдоль градиента электронной концентрации и характеризуется тем, что на участке сближения лучевой линии с Солнцем наблюдается увеличение частоты радиосигналов на величину около 10 Гц, а на участке выхода из-за Солнца происходит соответствующее уменьшение частоты. Изучение этого явления позволило объяснить регулярные ошибки баллистических данных аппаратов «Венера». На основе анализа частотного сдвига развита новая методика определения электронной концентрации и определены ее значения в короне Солнца. В частности, при гелиоцентрических расстояниях 2,3 и 3,3 радиуса Солнца она составляет $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Установлено, что спектральная плотность вариаций интегральной электронной концентрации в диапазоне 10^{-2} —1 Гц увеличивается с приближением к Солнцу. При этом наблюдается уменьшение среднего значения спектрального индекса пространственного спектра флуктуаций электронной концентрации.

Определены размеры самых малых неоднородностей, которые присутствуют в спектре турбулентности, они увеличиваются с удалением от Солнца из-за затухания мелкомасштабных вихрей; эти неоднородности на расстояниях от Солнца ~4 млн км имеют размеры ~2 км, а на расстояниях свыше 14 млн км — более 15 км.

Более полные данные об этом направлении исследований приводятся в одной из статей сборника.

Изучение внутренних планет Солнечной системы. Проведены радиолокационные исследования планет Меркурия, Марса и Венеры с помощью усовершенствованного планетного радиолокатора (с антенной $\varnothing$ 70 м), в ходе которых сделано следующее:

— выполнены высокоточные измерения расстояния и скорости

движения Меркурия в интервале дальности 100—140 млн км. Расстояние измерялось с точностью до 1 км, скорость — до 5 см/с. Исследованиями обнаружено, что отклонения измеренных расстояний от их значений, вычисленных по классической теории движения Меркурия, составили 120—420 км;

— проведены измерения расстояний до Марса с точностью 0,6—1,5 км в интервале дальности 100—135 млн км вдоль всей его 21 параллели северной широты. В результате измерений впервые радиолокационным способом получены профили высот поверхности Марса по северному склону горы Олимп и измерена ее максимальная высота, равная $17,5 \pm 1,5$ км;

— при радиолокации Венеры на дальностях 96—161 млн км измерен профиль высот в экваториальной (ранее не исследовавшейся) области поверхности Венеры в интервале долгот 85—225° на трассе протяженностью около 14 тыс. км, проходящей через две горные области, максимальная высота первой на долготе 90° составила около 4 км, второй — долготы 200° — около 2,5 км.

Исследованиями с помощью космических аппаратов, запущенных к планете Венера (в том числе проведенной обработкой результатов, полученных при ранее проведенном запуске аппаратов «Венера-9, -10») осуществлено следующее:

— получено распределение отражательной способности трех ранее не исследованных районов планеты (от —29,5 до —28,0° по широте и от 155 до 165° по долготе; от —28,5 до —26,5° по широте и от 165 до 174° по долготе, а также от —24,5 до —22° по широте и от 220 до 235° по долготе по планетоцентрической системе координат). Полученные данные свидетельствуют о равнинном характере рельефа этих районов и только в районе вдоль широты —28,6° в интервале долгот от 157 до 164° в полосе 30—50 км наблюдаются перепады высот, превышающие 2 км;

— на основе изучения интенсивности частотных и фазовых флуктуаций дециметровых радиоволн при распространении в атмосфере Венеры получен ряд данных, характеризующих физическое состояние атмосферы Венеры. В частности, определен внешний масштаб турбулентностей атмосферы, составляющий 4—6 км, и подтверждено то, что верхняя область повышенной турбулентности атмосферы занимает высоты 65—70 км. По полученным экспериментальным данным разработана модель «радиоатмосферы» Венеры, описывающая зависимость коэффициента преломления радиоволн в интервале высот 0—90 км над поверхностью планеты. Модель с высокой точностью дает сведения о коэффициенте преломления для ночной атмосферы Венеры. Для интервала высот 0—50 км она справедлива и для дневной атмосферы планеты:

— показано, на основе изучения высотных профилей вертикального градиента электронной концентрации в ионосфере Венеры (dN_e/dh), что этот градиент достигает в дневной ионосфере планеты наибольшего значения в области, которая находится ниже главного максимума электронной концентрации на высоте 130—137 км и изменяется в пределах $2,2 \cdot 10^4$ — $3,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{км}^{-1}$ в за-

зависимости от зенитного угла Солнца. Двухчастотное радиопроецирование ионосферы Венеры позволило построить модель образования дневной ионосферы этой планеты, учитывающей фотохимические и диффузионные процессы и объясняющей основные особенности высотных профилей электронной концентрации от нижней границы ионосферы (~120 км) до ионопаузы, а именно: слабую зависимость высот главного и нижнего максимумов ионизации от условий освещенности, увеличение концентрации электронов с приближением к экватору, появление верхнего максимума ионизации, быстрый спад электронной концентрации в области диффузионного равновесия при малых зенитных углах и наличие протяженной области с почти постоянной концентрацией электронов при больших зенитных углах Солнца.

Результаты исследований космического пространства отражены в годовых отчетах ИРЭ, в [4, 7, 10] и в публикациях [156—188].

IV. Физическая электроника

В 1979—1983 гг. исследования по этой проблеме были сосредоточены в основном в областях эмиссионной, сверхпроводниковой и СВЧ-электроники.

Остановимся на важнейших результатах этих исследований. *Эмиссионная электроника.* Наибольшее развитие в этой области получили исследования, направленные на создание эмиттеров с отрицательным электронным средством (ОЭС). В частности, в ИРЭ была разработана методика изготовления эффективных фотокатодов с ОЭС на основе полупроводниковых твердых растворов InGaAsP с квантовым выходом до 4% на длине волны 1,06 мкм. Исследования показали, что оптимальным для названного фотокатода является твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, в котором $x = 0,09-0,11$; $y = 0,24-0,31$; запрещенная зона в такой системе равна 1,15—1,16 эВ. В то же время на квантовый выход таких фотокатодов существенно влияют рекомбинационные процессы. Поэтому для создания эффективных фотокатодов необходимо использовать совершенные эпитаксиальные пленки, обладающие малой скоростью поверхностной рекомбинации. Обнаружено, что кислород в активирующем покрытии $\text{Cs}-\text{O}$ на поверхности таких фотокатодов находится в двух различных химических состояниях. Часть кислорода связана с поверхностью полупроводника, а часть с цезием. В процессе деградации фотокатодов часть кислорода, связанного с цезием, переходит в другое химическое состояние, соответствующее связи кислорода с полупроводником. Подробно эти исследования освещаются в особой статье настоящего сборника и в публикациях [3, 189—196].

Ряд новых результатов получен в области создания более эффективных эмиттеров электронов.

Разработан композиционный катодный узел, состоящий из термоэлектронного катода (оксидного) и прострельного эмиттера из пористого слоя MgO , обеспечивающего усиление тока термоэлек-

тронной эмиссии с оксидного катода благодаря явлению прострельной вторичной электронной эмиссии, усиленной полем. Такой катод позволяет получать ток, превосходящий ток с обычного оксидного катода в 10—15 раз в импульсном режиме и в 3—5 раз в статическом режиме. Тем самым композиционный катодный узел позволяет получать электронный ток той же величины, что и с обычного оксидного катода при значительно более низких температурах (на 100—150° ниже обычных).

Создан ненакаливаемый катод на основе алюмосиликатных соединений щелочных металлов (цезий и др.). Такой катод обеспечивает импульсный отбор электронного тока плотностью в десятки и сотни миллиампер с 1 см² поверхности (при абсолютном значении тока в несколько миллиампер) при комнатной температуре. Напряженность электрического поля, требуемая для эмиссии, составляет 10^3-10^4 В/см. Такие катоды обладают сроком службы не менее 100 ч и обладают большими преимуществами при использовании в лампах-вспышках для фотосъемки.

Показана возможность создания эмиттеров прострельного типа из окиси магния с усиленной полем вторичной электронной эмиссией при коэффициенте вторичной эмиссии 8—10. Этот коэффициент практически не зависит от тока до плотностей тока первичного луча ~10 мА/см² при длительности импульса в десятки микросекунд.

При длительности импульса в несколько наносекунд были получены выходные токи порядка 1 А/см² при коэффициенте вторичной эмиссии ~6. Этот результат открывает возможность использования эмиттеров такого типа в новых гибридных акустоэлектронно-лучевых приборах, предназначенных для обработки и запоминания радиосигналов.

Более подробно результаты работ по катодной тематике излагаются в специальной статье настоящего сборника и в [3, 10, 197—210].

Сверхпроводниковая электроника. В истекшем пятилетии завершен цикл исследований нестационарных и неравновесных явлений в сверхпроводниках. В результате исследований показано:

- возникновение эффективных нелинейных взаимодействий СВЧ-колебаний в широких сверхпроводящих пленках с существенно неравномерным распределением плотности тока по сечению обусловлено образованием и движением в них вихревой структуры;

- явление стимулирования сверхпроводимости электромагнитным излучением вызывается неравновесным распределением квазичастиц по энергиям;

- в неоднородных сверхпроводящих системах — на границах сверхпроводник—нормальный металл, электрическое поле проникает в сверхпроводник на макроскопические расстояния: этот эффект вместе с эффектом квантово-механического (андрееско-

го) отражения определяет вклад сверхпроводника в полное сопротивление системы сверхпроводник—нормальный металл.

В выполненном цикле работ исследован нестационарный эффект Джозефсона в слабосвязанных сверхпроводниках и действие на них электромагнитных излучений в диапазоне от миллиметровых волн до $\lambda \sim 10$ мкм.

На основе выполненных исследований созданы высокочувствительные широкополосные детекторные устройства миллиметрового и субмиллиметрового излучений с предельной чувствительностью $1 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц $^{1/2}$ и флуктуационной температурной чувствительностью не хуже 0,01 К/Гц $^{1/2}$. Кроме того, был создан супергетеродипный приемник на эффекте Джозефсона с полосой 200 МГц на длине волны 2 мм, обладающий флуктуационной чувствительностью 0,12 К.

В результате исследования сверхпроводниковых переходов в качестве активных элементов СВЧ-устройств были обнаружены и объяснены особенности преобразования частоты миллиметрового диапазона в СВЧ-диапазоны в джозефсоновских переходах, а также построена теория взаимной синхронизации в многоконтактных джозефсоновских структурах. На основе этих результатов построена обобщенная модель джозефсоновского преобразования частоты для произвольного соотношения частот сигнала и гетеродина, а также получены оценки оптимальных параметров СВЧ приемных устройств, состоящих из цепочки последовательно включенных джозефсоновских переходов.

В последнее время исследования в данном направлении показали, что в джозефсоновских переходах с локальными неоднородностями существуют устойчивые локализованные состояния солитонов. Изменением магнитного внешнего поля можно управлять этими состояниями, скачком изменяя энергию перехода. Подобные переходы можно использовать в качестве новых быстродействующих элементов для переключения и запоминания информации с малой потребляемой энергией.

Дополнительные данные о результатах исследований в области сверхпроводниковой электроники приведены в публикациях [211—237], а также в одной из статей настоящего сборника.

СВЧ-электроника. В 1979—1983 гг. исследования в данном направлении велись по вопросам релятивистской электроники, использованию центробежно-электростатической фокусировки (ЦЭФ) электронов в управляющих сильноточных системах, а также в области воздействия СВЧ-излучений на различные объекты. Основными результатами этих исследований являются следующие.

В области релятивистской электроники:

— совместно с Минским РТИ предложены и проанализированы новые высокоэффективные механизмы взаимодействия релятивистских электронных потоков с электромагнитными полями СВЧ. Машинный эксперимент показал возможность получе-

ния на таких устройствах КПД $\sim 90\%$. Таким же высоким КПД должен обладать предложенный и исследованный новый тип прибора на релятивистских электронах — гирокон с магнитным полем, модулятором и отбирателем мощности на вращающихся полях типа E_{110} . В отличие от классических гироконов в предложенном приборе нет критической зависимости электрических параметров от напряженности магнитного поля и формы электронного потока, что значительно облегчает задачу создания приборов на более коротких длинах волн;

— совместно с МГУ им. М. В. Ломоносова и Институтом сильноточной электроники СО АН СССР показана возможность создания синхронных и синхрочерешковских генераторов с выводом энергии из квазиоптического резонатора в виде пучка электромагнитных волн с узкой диаграммой направленности, а также осуществлена экспериментальная реализация многоволнового генератора, позволившая получить значение мощности когерентного излучения порядка нескольких гектоватт в 3-сантиметровом диапазоне длин волн с КПД около 20%.

В области использования ЦЭФ проведена оптимизация комплекса параметров электронно-лучевых коммутрующих приборов, в которых применена ЦЭФ, сильноточность, высоковольтность, управляемость, равномерность токоотбора с катода и т. д. Это открывает возможность достигать в таких приборах величины коммутируемого напряжения 750 кВ при сохранении величины рабочего тока и величин управляющих напряжений, составляющих несколько процентов от рабочего. Работы по дальнейшему совершенствованию таких приборов продолжаются совместно с промышленными организациями.

В области воздействия СВЧ-излучений на различные среды: — выявлены основные нелинейные эффекты воздействия СВЧ-волн на плазму, а также условия и результаты их самовоздействия (просветление плазмы, самофокусировка, нелинейная рефракция СВЧ-волн). При этом экспериментально показана возможность возникновения СВЧ-разряда в поле пучка микроволн при напряженностях поля меньше пробойных при наличии предварительной ионизации газовой среды;

— получен ряд новых результатов при исследовании воздействия СВЧ-излучений на биологические объекты. В частности, впервые обнаружен нетепловой эффект стимуляции ионного транспорта и транспорта воды в биологических мембранах при воздействии одиночными СВЧ-импульсами в сантиметровом диапазоне длин волн с пиковой мощностью 30 МВт и длительностью ~ 15 нс (при таких значениях мощности и длительности импульса нагрев облучаемых образцов в среднем не превышает $0,01^\circ\text{C}$). В экспериментах было обнаружено также изменение ионной проницаемости клеточных и искусственных биологических мембран под действием непрерывного миллиметрового излучения нетепловой интенсивности (~ 1 мВт/см 2). Таким образом, можно утверждать, что обнаруженный эффект и проведенные исследования открыва-

ют новые возможности управления механизмами жизнедеятельности клеток и биологических внутриклеточных структур;

— теоретически показано, что в широком диапазоне частот (от субмиллиметровых до сантиметровых волн) поглощение излучения полярными жидкостями обусловлено механизмом квазирезонансного взаимодействия либраций молекул с полем излучения. Развитая теория позволяет объяснить особенности частотных и температурных зависимостей поглощения излучения, а также уточнить молекулярные модели конденсированных полярных сред.

Результаты исследований по СВЧ-электронике отражены в годовых отчетах ИРЭ, в [4, 7, 10] и в публикациях [238—276].

V. Физика твердого тела

В 1979—1983 гг. исследовательские работы ИРЭ по физике твердого тела развивались в основном по направлениям:

- физика полупроводников и диэлектриков,
- акустоэлектроника и акустооптика,
- физика магнитных явлений,
- кристаллофизика.

Наиболее значимыми результатами являются следующие.

Физика полупроводников и диэлектриков. В 1979—1983 гг. были получены новые результаты в области исследования электронных и фотоэлектрических явлений в полупроводниках. В частности, в области исследования электронных явлений выявлен ряд новых эффектов и закономерностей:

— обнаружен и экспериментально исследован новый тип электрической неустойчивости в биполярной плазме антимонида индия при гелиевых температурах, приводящий к возбуждению колебаний тока при полях порядка 1 В/см и частотах порядка обратного времени релаксации энергии электронов (до 1 ГГц);

— выяснены природа и особенности ранее обнаруженного явления двухчастотной генерации в образцах арсенида галлия с движущимися доменами сильного поля. Явление заключается в генерации (помимо пролетной частоты) колебаний с частотой, существенно выше пролетной (миллиметрового диапазона), вследствие наличия в образце с движущимся доменом высокочастотной отрицательной проводимости;

— в размерно-квантованных пленках полуметаллов и выращенных полупроводников методами туннельной спектроскопии и магнитооптики при квантующих магнитных полях определены площади сечений изопергетических поверхностей, в том числе далеких от поверхности Ферми. На основе исследований предложены новые электронные приборы — гетероструктуры на основе одного материала, перестраиваемые приемники далекого ИК- и субмиллиметрового диапазонов;

— теоретически предсказаны новые высокочастотные эффекты в полупроводниках при резко анизотропной функции распределения электронов: геликоны и их неустойчивость, поглощение электромагнитного излучения при различном расположении векторов высокочастотного поля, скорости дрейфа электронов и направления распространения волны, неустойчивость иглообразного распределения электронов в поперечном магнитном поле;

— на основе машинных экспериментов обнаружены неизвестные ранее типы периодических и непериодических устойчивых расслоений автоволновых сред, которые могут быть использованы для записи картинной информации с ее одновременной частичной обработкой. Из ряда предложенных моделей твердотельных автоволновых сред впервые экспериментально реализована двумерная распределенная тепловая автоволновая среда, позволяющая визуализировать и изучать распространение и взаимодействие нелинейных триггерных волн. В исследованных автоволновых сред обнаружены термооптические волны переключения в полистабильной распределенной автоволновой среде в структурах типа нелинейного интерферометра Фабри—Перо; машинным экспериментом обнаружены новые механизмы самоорганизации автоволновых сред — самодостройка структур по фрагментам в исходно-изотропной устойчивой однородной среде и в анизотропной колебательной среде; выявлена способность автоволновых сред выделять пространственные сигналы на фоне интенсивных динамических шумов;

— разработан новый метод исследований пограничных состояний в гетеропереходах, основанный на заряде исследуемой структуры при заданном напряжении и последующем измерении стекающего заряда, в частности, в условиях подсветки. Метод существенно расширяет возможности исследования гетеропереходов, позволяя измерять их зарядовые характеристики с собственной постоянной времени больше или порядка 10^{-4} с;

— теоретически установлено, что в квазиодномерных кристаллах с соизмеримой волной зарядовой плотности должен наблюдаться эффект, аналогичный нестационарному эффекту Джозефсона. Этот эффект может наблюдаться не только при низких температурах, так как не связан со сверхпроводимостью. Экспериментально исследованы электрофизические свойства квазиодномерных кристаллов TaS_3 в области температур 4,2—300 К и электрических полей до 500 В/см, а также их частотная зависимость. Установлено существование температурных областей электропроводности с различными энергиями активации. Получены вольт-амперные характеристики образцов TaS_3 и обнаружено существенное увеличение электропроводности при достижении порогового значения электрического поля. Температурная зависимость порогового поля определена в пределах 4,2—300 К. Показано, что при низких температурах в данном материале преобладает прыжковая проводимость с переменной длиной прыжков. Найдено, что величина диэлектрической постоянной достигает

гигантских значений — 10^7 . Получено спектральное распределение отклика орторомбического TaS_3 и показано существование края фундаментального поглощения при энергиях, соответствующих пайерлсовской щели, а также узкой линии поглощения в центре щели. Наблюдаемые эффекты объясняются возникновением в TaS_3 при понижении температуры волны зарядовой плотности, неподвижной в слабом электрическом поле и движущейся в сильном, а также нелинейными возбуждениями в ней — солитонами. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено, что, вопреки распространенному представлению, движение волн зарядовой плотности в квазиодномерных материалах дает вклад в холловскую ЭДС. На основании проведенных исследований предложен простой болометрический приемник излучения с высокой чувствительностью (1000 В/Вт) и малыми размерами;

— обнаружена аномально высокая тензочувствительность МДП-структур с туннельно-тонким диэлектриком, на два порядка превышающая тензочувствительность диодов Шоттки и на три — четыре порядка тензочувствительность $p-n$ -переходов. Эффект объясняется характерным для этой структуры усилением потока основных носителей за счет накопления неосновных носителей тока (дырок) у границы раздела тонкий диэлектрик—полупроводник;

— предложена и реализована оригинальная система полупроводниковой энергонезависимой памяти как однократного (ППЗУ), так и многократного действия (РПЗУ), превосходящие по своим параметрам (напряжения питания, надежность хранения, время считывания и др.) существующие системы памяти;

— предложена эффективная архитектура для реализации поисковых алгоритмов (предназначенных для решения неформализуемых задач) на основе быстродействующей оптоэлектронной элементной базы.

Кроме того, на основании выполненных в ИРЭ исследований в 1979—1983 гг. был разработан ряд полупроводниковых приборов и измерительных методов, имеющих практическую значимость.

Предложено использовать для генерации СВЧ-колебаний распределенные полупроводниковые структуры, являющиеся одновременно элементом с отрицательной дифференциальной проводимостью и резонатором. Экспериментально реализовано самовозбуждение кольцевых резонансных структур из арсенида галлия на частоте 54 ГГц с выходной мощностью порядка 1 мВт.

Создан полупроводниковый малогабаритный источник излучения 2-миллиметрового диапазона с мощностью на выходе порядка 150 мкВт, включающий в себя в виде единой конструкции генератор накачки 4-миллиметрового диапазона на диоде Ганна и умножитель частоты на диоде с барьером Шоттки.

Разработаны конструкции и созданы образцы детекторов для диапазона длин волн 0,4—2 мм на диодах с барьером Шоттки из

арсенида галлия. Вольт-ваттная чувствительность детекторов в 2-миллиметровом диапазоне не хуже 10^3 В/Вт при предельной чувствительности $5 \cdot 10^{-11} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$.

Предложена новая конструкция и методика изготовления диодов Ганна в виде сотовых структур и созданы образцы структур с диаметрами активного элемента 7 и 20 мкм. Показана возможность генерации с их помощью излучения в 4-миллиметровом диапазоне длин волн, а также детектирования и преобразования частоты в 4- и 2-миллиметровом диапазонах волн.

Установлена возможность эффективного применения в генераторах миллиметрового диапазона волн (4—8 мм) высокодобротного квазиоптического резонатора в качестве опорного для улучшения частотной стабильности и сужения спектра автоколебаний на диоде Ганна в резонансно-пролетных и гармонических режимах работы диода.

Разработан метод и аппаратура для определения пространственного распределения примесей в кремнии, основанные на изучении спектров поглощения экситон-примесных комплексов в магнитном поле.

Разработан новый автоматический эллипсометр со спектральным диапазоном 0,63—10,6 мкм, дающий возможность проведения измерений на микроучастках образцов до $20 \times 20 \text{ мкм}^2$; по своим параметрам данный эллипсометр превосходит зарубежные аналоги.

Ряд дополнительных данных о результатах выполненных исследований в этом направлении приводится в специальной статье сборника.

Исследования в области фотоэлектрических явлений привели к следующим основным результатам.

Установлено, что инерционность нестационарной примесной фотопроводимости высокоомных компенсированных полупроводников может определяться не временем жизни носителей заряда, а инерционностью перераспределения объемного заряда, связанного на примесях, т. е. временем порядка обратной частоты волн перезарядки ловушек. Это время на много порядков может превышать время жизни и существенно ограничивать быстродействие примесных фотоспротивлений, изготовленных из компенсированных полупроводников.

Обнаружена и исследована примесная фотопроводимость германия и кремния при энергиях фотонов, значительно меньших энергии ионизации глубоких примесных центров. Эффект объясняется фотоионизацией глубоких примесных центров при неравновесной конфигурации окружающих ядер решетки. Количественное исследование эффекта открывает возможность определения параметров глубоких примесных центров.

Обнаружен и исследован примесный фотоэлектрический эффект, заключающийся в увеличении диэлектрической проницаемости полупроводника при оптическом заселении возбужденных состояний примесей. На примере атомов галлия в германии оп-

ределены поляризуемости и времена жизни возбужденных состояний.

Теоретически показано, что в полупроводниках при низкой температуре происходит фотополевая ионизация примесных центров, заключающаяся в том, что оптически возбужденный примесный центр ионизируется путем туннельного прохождения носителя заряда через кулоновский барьер под действием наложенного на кристалл однородного электрического поля. Фотополевая ионизация становится заметной при достаточно низких температурах, когда фототермическая ионизация примесей ненаблюдаема. В многодолинных полупроводниках фотополевая ионизация сильно зависит от ориентации электрического поля в кристалле и максимальна в направлении самой легкой эффективной массы (поперечной).

Теоретически предсказан новый эффект — зависимость вида оптического и фотоэлектрического спектров мелкой водородоподобной донорной примеси в полупроводнике с изотропной эффективной массой от ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей полупроводника. Наблюдение данного эффекта позволяет определить, является ли донор примесью замещения или примесным комплексом с более низкой симметрией.

Созданы двойные гетероструктуры $\text{InP}/\text{InGaAsP}$, излучающие на длине волны $\lambda = 1,5$ мкм, и исследованы их оптические и фотоэлектрические свойства. На основе этих структур созданы светодиоды для ВОЛС мощностью 3 мВт с выводом излучения через окно в подложке.

На основе кристаллов ниобата бария—стронция созданы лабораторные макеты низковольтных электрооптических коммутаторов многомодовых световодов с временем переключения менее 10^{-7} с, потерями излучения при переключении из одного световода в другой менее 10%, управляющим напряжением 35 В.

Обнаружена зависимость формы спектра фото-ЭДС гетероструктуры $\text{CdSe}-\text{CdS}$ в области поглощения CdSe от напряжения падения света.

Более подробные данные о результатах исследований в области физики полупроводников содержатся в [4, 7, 10] и в публикациях [277—393].

Акустоэлектроника и акустооптика. В 1979—1983 гг. получили дальнейшее развитие исследования ИРЭ в области акустоэлектроники и акустооптики. В частности, были получены следующие наиболее значимые результаты.

Разработана методика оптимального синтеза полосовых фильтров на поверхностных акустических волнах (ПАВ) и создан ряд усовершенствованных конструкций фильтров с емкостным взвешиванием электродов. В частности, создан фильтр промежуточной частоты для телевизионных приемников цветного изображения I класса со стабильной воспроизводимостью электрических

характеристик от образца к образцу, удовлетворяющий всем техническим требованиям международной системы СЕКАМ.

Предложен и исследован новый метод подавления ложных сигналов в акустических линиях задержки на основе введения рассеяния волны на статистически неровных (шероховатых) торцах звукопровода. В диапазоне частот до 10 ГГц получено ослабление ложного сигнала 20 дБ, что позволяет конструировать акустические линии задержки на малые, порядка 0,5 мкс, длительности.

На основе пленок ZnO и системы встречно-штыревых электродов созданы эффективные преобразователи для возбуждения поверхностных акустических волн в непьезоэлектрических кристаллах. Минимальные потери преобразования при возбуждении ПАВ в плавленом кварце ~ 7 дБ на частотах до 200 МГц.

Впервые получен эффект многопролетной генерации акустических волн в переменном электрическом и постоянном магнитном поле за счет холловского тока в $n-\text{ZnSb}$ при 77 К на частотах до 2,8 ГГц.

Предложен новый эффективный материал для звукопроводов акустических линий задержки СВЧ-диапазона волн на основе иттрий-алюминиевого граната, активированного редкоземельным элементом лютецием. В этом материале величина поглощения в два раза меньше, чем в кристаллах рубина.

Исследованиями в области акустооптики предсказана возможность существования нелинейной модуляции диэлектрической проницаемости кристалла звуком и другие акустооптические явления. Показано, что звук может быть усилен светом в процессе акустооптического взаимодействия.

Обнаружен и исследован новый тип коллинеарного взаимодействия света с поверхностной акустической волной в планарных диффузионных световодах из ниобата лития (LiNbO_3), сопровождающийся преобразованием волноводной световой моды TE_0 в объемную волну. Применение данного акустооптического взаимодействия позволяет увеличить динамический диапазон планарных акустооптических устройств обработки информации на 15—20 дБ.

Обнаружен и исследован эффект преобразования оптических мод планарного волновода в объемные световые волны в кристалле с поворотом плоскости поляризации на 90° , возникающий при коллинеарном взаимодействии оптических мод с поверхностными акустическими волнами. Этот эффект перспективен для создания микроминиатюрных планарных акустооптических спектроанализаторов радиосигналов с частотами до 1 ГГц.

Ряд других результатов изложен в [4, 7, 10] и в публикациях [394—447], этой теме посвящена также статья Ю. В. Гуляева с соавторами в настоящем сборнике.

Физика магнитных явлений. В данном направлении в 1979—1983 гг. получили значительное развитие исследования свойств магнитостатических волн при их распространении в раз-

личных средах, а также разработки и исследования магнитных сред, необходимых для регистрации излучений и для других видов обработки информации. В частности, были получены следующие результаты.

Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено существование полосовой доменной структуры в ферромагнетиках в сильных (порядка 110 кЭ) магнитных полях.

Изучено влияние слоистой структуры магнитных эпитаксиальных пленок на свойства доменов; в слоистых пленках ферритов-гранатов впервые обнаружены внутриобъемные домены, обладающие скоростью движения свыше 100 м/с.

Теоретически предсказаны и экспериментально наблюдаются гигантские (50—60 дБ) осцилляции в частотной характеристике прохождения квазиповерхностной спиновой волны через тонкую пленку железиттриевого граната, что открывает возможность создания на новом принципе заграждающих и полосовых фильтров в диапазоне 1—10 ГГц.

Предложен метод оценки влияния различных механизмов, определяющих температурные изменения преломления света в магнитных диэлектриках; изучено преломление, двупреломление и фотоупругий эффект в кубических кристаллах RbMnF_3 , KNiF_3 , KMnF_3 и в одноосных кристаллах фторидов марганца, кобальта и магния; выделены термооптический, пьезооптический, магнотриплексный, термомагнитооптический и чисто магнитооптические вклады в температурные изменения преломления света.

Теоретически показано, что из-за магнитоупругого взаимодействия уединенная волна типа движущихся солитона или доменной границы может существовать при скоростях значительно превышающих предельную скорость Уокера.

Установлено, что светочувствительность предложенной в ИРЭ гетерогенной среды для записи изображений существенно зависит от величины частиц наполнителя. Показано, что воздействие на эти частицы поверхностных сил (механических или гидродинамических) вместо объемных позволяет увеличить светочувствительность гетерогенной среды на 2—3 порядка.

Выявлены особенности влияния неоднородного обмена на распространение поверхностных и объемных магнитостатических волн в тонких эпитаксиальных пленках железиттриевого граната. При импульсном распространении обнаружены осцилляции интенсивности и времени задержки импульсов, что может найти практическое применение в технике СВЧ.

Экспериментально обнаружена сильная реакция преобразователя поверхностных магнитостатических волн, избирательного по волновому числу, на характеристики перестраиваемых СВЧ-фильтров на магнитных пленках; показано, что при возбуждении поверхностных магнитостатических волн на границе пленка—подложка, можно создать фильтр с гладкой амплитудно-частотной характеристикой и полосой пропускания 25—30 МГц на частотах 2—5 ГГц.

Предложен и реализован интерферометрический метод определения закона дисперсии и затухания магнитостатических волн вплоть до весьма малых длин волн (5 мкм). Применение этого метода к пленкам железиттриевого граната впервые позволило исследовать зависимость параметров обменных щелей в спектре от кристаллографической ориентации и толщины пленки.

Разработана магнитооптическая методика считывания информации с поврежденного магнитного носителя, не восстанавливаемой ранее существовавшими способами, что, в частности, позволяет более точно анализировать причины авиационных происшествий.

Более полные результаты приводятся в [4, 7, 10] и в публикациях [448—502].

Кристаллофизика и создание материалов для твердотельной электроники. В 1979—1983 гг. в этом направлении проводились обширные работы, направленные на обеспечение кристаллами и пленками выполнявшихся в ИРЭ НИИР. Из результатов этих работ следует отметить следующее.

Разработана лабораторная технология получения методом молекулярной эпитаксии нелегированных и легированных оловом пленок арсенида галлия толщиной 0,15—0,5 мкм с концентрацией электронов до 10^{17} см^{-3} .

Разработана технология получения высококачественных пьезоэлектрических пленок окиси цинка, пригодных для создания эффективных устройств на объемных и поверхностных акустических волнах.

Разработан ряд рентгенографических методик для анализа реальной структуры подложек полупроводников $\text{Al}^{\text{III}}\text{BV}$ и двойных гетероструктур на основе их твердых растворов, а также метод выращивания малодислокационных двойных гетероструктур ($\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$).

Разработана лабораторная технология получения эпитаксиальных слоев фосфида индия с концентрацией электронов $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью: при комнатной температуре $4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и при температуре жидкого азота — до $2,6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Разработана методика получения оптически прозрачных проводящих пленок $\text{In}_2\text{O}_3 - \text{SnO}_2$ с коэффициентом пропускания света ~90% и поверхностным сопротивлением $2,5 \text{ кОм} \cdot \text{см}^2$.

Разработана лабораторная технология получения сложных гетероструктур $\text{GaAs} - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} - \text{GaAs} - \text{Ga}_{1-x}$, позволяющая получать однородные по поверхности гетероструктуры с широким изменением твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ и резкими границами гетеропереходов.

Аналогичные достижения получены и по разработке других материалов твердотельной электроники. Более полно результаты исследований приведены в [3, 4, 7, 10], в публикациях [503—548] и в статье Дворянкина В. Б. и др., помещенной в настоящем сборнике.

Ряд результатов по физике твердого тела был получен и в таких областях, как радиоспектроскопия конденсированных сред и материалы для квантовой электроники. Так, например, радиоспектроскопия конденсированных сред обогатилась новым (модуляционным) методом исследования ядерного магнитного резонанса в твердом теле, обеспечивающим тысячекратное уменьшение ширины линии. Это открывает новые возможности исследования структуры и внутренней динамики твердых тел. В области создания новых лазерных материалов заслуживает быть отмеченной разработка нового состава хром-иттербий-эрбиевого стекла, позволяющего в лабораторных условиях получить в импульсно-периодическом режиме мощность более 2 Вт при КПД более 1% (при ламповой накачке).

Достижения по квантовой радиофизике и спектроскопии отражены в [3, 4, 7, 10] и в публикациях [549—621].

VI. Автоматизация научных исследований

В 1979—1983 гг. в ИРЭ продолжались разработка и внедрение систем автоматизации экспериментов, технологических процессов и других задач применительно к потребностям Академии наук СССР и ИРЭ АН СССР. В частности:

- совместно с Институтом электронных управляющих машин завершена разработка и внедрены в производство измерительно-вычислительные комплексы ИВК-2, ИВК-3 и ИВК-20;

- разработана методика, создан и применен на практике комплекс аппаратных и программных средств, обеспечивающих построение систем автоматизации экспедиционных радиофизических экспериментов;

- разработан и внедрен в опытное производство специализированный Фурье-процессор для обработки сигналов в полосе частот до 500 кГц в реальном масштабе времени;

- завершена разработка и осуществлен ввод в эксплуатацию многофункционального многомашинного иерархического измерительно-вычислительного комплекса для автоматизации научных исследований института на базе отечественной серийной программно-совместимой вычислительной техники (ЭВМ М-4030; СМ-3, -4; «Электроника-60») и аппаратуры сопряжения в стандарте КАМАК.

Более полно результаты работ отражены в [3, 4, 7, 10] и в публикациях [622—637].

Данные, приведенные в настоящей статье, и материалы всего сборника не исчерпывают результатов научных исследований, полученных ИРЭ в 1979—1983 гг. Это объясняется незавершенностью ряда исследовательских работ или недостаточной их проверкой при использовании в народном хозяйстве страны. Эти результаты будут отражены в последующих выпусках трудов института.

Литература

(Публикации сотрудников ИРЭ АН СССР за 1979—1983 гг.)

1. Аксенов В. И., Артемьева Т. М., Комраков Г. И., Скребкова Л. А. // Космич. исслед. 1982. Т. 20, вып. 4. С. 542.
2. Арманд Н. А. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 9. С. 1683.
3. Аннотации и библиография НИР ИРЭ АН СССР за 1979 г. М.: ИРЭ АН СССР, 1980.
4. Аннотации и библиография НИР ИРЭ АН СССР за 1980 г. М.: ИРЭ АН СССР, 1981.
5. Андрианов В. А., Арманд Н. А., Ветров В. И., Кальцы В. А. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 9. С. 1801.
6. Арманд Н. А., Лисицкая А. А., Рогашков С. А. и др. // Физика плазмы. 1982. Т. 8, вып. 2. С. 374.
7. Аннотации и библиография НИР ИРЭ АН СССР за 1981 г. М.: ИРЭ АН СССР, 1982.
8. Малинкин В. Г. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 1. С. 59.
9. Бабкин Ю. С., Сухонин Е. В., Чернышев В. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 2. С. 214.
10. Аннотации и библиография НИР ИРЭ АН СССР за 1982 г. М.: ИРЭ АН СССР, 1983.
11. Ефременко В. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 24, вып. 1. С. 193.
12. Арманд С. А., Бисярин В. П., Ефременко В. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 11. С. 2162.
13. Ефременко В. В., Корнилов Л. П. // ИТЭ. № 2. С. 178.
14. Пангонис Л. И. // Тез. докл. XXXIV сессии НТОРЭС им. А. С. Попова. М.: Сов. радио. С. 26.
15. Казанцев Ю. И., Крафтмалер Г. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 6. С. 1084.
16. Казанцев Ю. И., Коршунова Е. Н., Маргин В. М. // Изв. АН Арм. ССР. Физика. 1982. Т. 17, вып. 6. С. 341.
17. Каценеленбаум Б. З., Коршунова Е. Н., Пангонис Л. И., Сивов А. Н. // ДАН СССР. 1981. Т. 260, вып. 6. С. 1357.
18. Каценеленбаум Б. З. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 7. С. 1245.
19. Каценеленбаум Б. З. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 241.
20. Каценеленбаум Б. З. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 4. С. 696.
21. Каценеленбаум Б. З., Коршунова Е. Н. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 6. С. 1215.
22. Каценеленбаум Б. З., Коршунова Е. Н., Пангонис Л. И., Сивов А. Н. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2373.
23. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982.
24. Алексеев Э. И., Меш М. Я., Проклов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 8. С. 480.
25. Алексеев Э. И., Базаров Е. П., Меш М. Я., Проклов В. В. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 14. С. 887.
26. Алексеев Э. И., Базаров Е. П., Израэли В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 17. С. 1050.
27. Алексеев Э. И., Меш М. Я., Базаров Е. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 19. С. 1165.
28. Андрушко Л. М., Бабкина Т. В., Григорьянц В. В. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 10. С. 2003.
29. Андрушко Л. М., Литвищенко О. И. // Радиотехника. 1979. Т. 34, вып. 11. С. 5.

30. Григорьянц В. В., Лозюк В. С., Олейников А. Я. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 2. С. 209.
31. Григорьянц В. В., Смирнов В. И., Чаморовский Ю. К. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 6. С. 1337.
32. Гуляев Ю. В., Потапов В. Т., Соснин В. П. и др. // Радиотехника. 1979. Т. 34, вып. 5. С. 25.
33. Мартынова Т. А., Шевченко В. В. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 4. С. 657.
34. Меш М. Я., Проклов В. В., Гуляев Ю. В. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 8. С. 496.
35. Фельд С. Я. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 5. С. 1055.
36. Шатров А. Д. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 5. С. 1061.
37. Шатров А. Д. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 4. С. 663.
38. Гуляев Ю. В., Потапов В. Т., Соколовский А. А., Шатров А. Д. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 23 (279).
39. Акатьев Ю. Н., Бабкина Т. В., Визен В. Ф. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 4. С. 893.
40. Александров И. В., Беуца Н. В., Григорьянц В. В. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 4. С. 754.
41. Александров И. В., Бухтиярова Т. В., Вилулов С. П. и др. // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 6. С. 1289.
42. Александров И. В., Бухтиярова Т. В., Дьяченко А. А. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 1. С. 186.
43. Бабкина Т. В., Базаев С. А., Бескорская М. А. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 5. С. 927.
44. Бутылкин В. С., Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 3. С. 621.
45. Григорьянц В. В., Демина В. А., Жаботинский М. Е. и др. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 258.
46. Григорьянц В. В., Королев В. А., Смирнов В. И. // Мед. техника. 1980. Т. 32, вып. 4. С. 741.
47. Григорьянц В. В., Смирнов В. И., Чаморовский Ю. К. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 5. С. 1063.
48. Гуляев Ю. В., Потапов В. Т., Соснин В. П. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 8. С. 1705.
49. Дьяченко А. А., Милевский Ю. С., Нанушьян С. Р. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 5. С. 1118.
50. Ефремов Е. А. // Радиофизика. 1980. Т. 23, вып. 3. С. 302. (Изв. вузов).
51. Жаботинский М. Е. // Наука и жизнь. 1980. № 7. С. 48.
52. Соколовский А. А., Шатров А. Д. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 10. С. 2233.
53. Фельд С. Я., Фойгель А. В. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 4. С. 673.
54. Яковлев Ю. О., Болотин Б. М., Золот В. Ф. и др. // Физика. 1980. Т. 23, вып. 5. С. 123. (Изв. вузов).
55. Гуляев Ю. В., Потапов В. Т., Соколовский А. А., Курносков В. Д. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 5 (288).
56. Александров И. В., Жаботинский М. Е., Шушпанов О. Е. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 15. С. 949.
57. Бабкина Т. В., Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 5. С. 996.
58. Базаров Е. Н., Горбушин А. Л., Коваленко В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 15. С. 921.
59. Базаров Е. Н., Изразли В. Г., Сверчков Е. И. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 8. С. 1827.
60. Базаров Е. Н., Изразли В. Г., Сверчков Е. И. и др. // ЖТФ. — 1981. Т. 51, вып. 12. С. 2531.
61. Базаров Е. Н., Изразли В. Г., Сверчков Е. И. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 10. С. 2202.

62. Бородин В. И., Власов В. А., Гуляев Ю. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 4. С. 866.
63. Бухтиярова Т. В., Жаботинский М. Е. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 238.
64. Власов В. А., Гуляев Ю. В., Потапов В. Т. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 8. С. 1820.
65. Волохов В. Н., Жаботинский М. Е., Моршнев С. К. и др. // ПТЭ. 1981. № 6. С. 197.
66. Милевский Ю. С., Нанушьян С. Р., Симановская Е. И. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 3. С. 652.
67. Фельд С. Я., Фойгель А. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 7. С. 1350.
68. Шатров А. Д. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 1. С. 1—9; вып. 2. С. 244—253; вып. 3. С. 505; вып. 10. С. 2218.
69. Абрамов В. В., Арион И. С., Жаботинский М. Е. и др. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 48.
70. Александров И. В. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 5. С. 26; вып. 3. С. 75.
71. Александров И. В., Фельд С. Я., Шушпанов О. Е. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 11. С. 2198.
72. Бабкина Т. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 2. С. 383.
73. Бабкина Т. В., Григорьянц В. В., Смирнов В. Б. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 29.
74. Базаров Е. Н., Горбушин А. Л., Коваленко В. Г. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 773.
75. Базаров Е. Н., Полухин А. Т. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 8. С. 1472.
76. Базаров Е. Н., Коваленко В. Г., Полухин А. Т. и др. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 11. С. 2245.
77. Базаров Е. Н., Полухин А. Т., Сверчков Е. И. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 1. С. 165; вып. 4. С. 782.
78. Базаров Е. Н., Полухин А. Т., Сверчков Е. И. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 4. С. 779.
79. Бурков В. Д., Мальцев В. И., Кусабеков Т. Ю., Шатров А. Д. Техника средств связи. 1982. № 1. С. 14.
80. Бутылкин В. С., Григорьянц В. В., Петросян А. С., Смирнов В. И. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 6. С. 32.
81. Бутылкин В. С., Шалеев М. Ф. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 11. С. 3213.
82. Бутылкин В. С., Григорьянц В. В. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. 1982. Т. 29. С. 80.
83. Горбунов Н. М., Григорьев Ю. В., Жаботинский М. Е. и др. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 4. С. 35.
84. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Демина В. А. и др. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 23—26; вып. 3. С. 70.
85. Григорьянц В. В., Замятин А. А., Иванов Г. А. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 7. С. 1474. 1322.
86. Григорьянц В. В., Зигурская А. В., Иванов Г. А. и др. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 4. С. 25.
87. Григорьянц В. В., Чаморовский Ю. К. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 3. С. 586.
88. Григорьянц В. В., Чаморовский Ю. К. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 79.
89. Ефремов Е. Л., Мальцев В. И., Селезнева Т. В., Тугубалин В. Н. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 10. С. 1875.
90. Жаботинский М. Е., Затыкин А. А., Моршнев С. К. и др. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 8. С. 8.
91. Затыкин А. А., Моршнев С. К., Францесон А. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, вып. 2. С. 97.
92. Котельников В. А. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 3.

93. Мальцев В. П., Шатров А. Д., Шевченко В. В. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 8. С. 1467.
94. Мартынова Т. А., Черенков Г. А., Шевченко В. В. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 1. С. 11.
95. Моисеев В. В., Потапов В. Т., Свиридов В. А., Соколовский А. А. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 10. С. 29; вып. 6. С. 83.
96. Моршнев С. К., Франциссон А. В. // Квадратная электрон. 1982. Т. 9, вып. 2. С. 284.
97. Фельд С. Я. // Радиотехника. 1982. Т. 37, вып. 2. С. 18.
98. Шевченко В. В. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 1. С. 1.
99. Бабкина Т. В., Багаев С. А., Григорьянц В. В. и др. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 14 (341).
100. Базаров Е. Н., Коваленко В. Г., Мененков В. Д. и др. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 12 (339).
101. Добряк Д. С. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 1. С. 181.
102. Ремизов Л. Т., Паскуаль А. Г., Апраксин Л. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 3. С. 498.
103. Александров М. С. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 25 (281).
104. Добряк Д. С. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 3. С. 524.
105. Добряк Д. С. // ДАН. 1980. Т. 250, вып. 6. С. 1356.
106. Добряк Д. С., Петрова Л. Г. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 280.
107. Добряк Д. С., Петрова Л. Г., Элбакидзе А. В. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 12. С. 2557.
108. Ремизов Л. Т. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 7. С. 1414.
109. Ремизов Л. Т. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 211.
110. Потапова Л. А., Дякин В. А., Кисляков М. С. и др. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 15 (318).
111. Добряк Д. С., Петрова Л. Г. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 2. С. 287.
112. Добряк Д. С., Петрова Л. Г., Рязанцев А. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 23 (350).
113. Аквилонова А. Б., Кутуза Б. Г. // Радиотехника. 1979. Т. 34, вып. 4. С. 36.
114. Аквилонова А. Б., Кузарская Н. Ф. // Вопр. мат. моделирования. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. С. 169.
115. Алешин В. А., Климов В. В. // Там же. С. 225.
116. Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Флейшман Б. С. и др. // Там же. С. 235.
117. Бородин Л. Ф., Булатников В. Л., Избинский А. М. и др. // Там же. С. 101; 386—395.
118. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. и др. // Космич. исслед. 1979. Т. 27, вып. 2. С. 313.
119. Башаринов А. Е., Зотова Е. Н., Наумов М. И., Чухланцев А. А. // Радиотехника. 1979. Т. 34, вып. 5. С. 16.
120. Кирдяшев К. П., Чухланцев А. А., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 2. С. 256.
121. Андреев Г. А., Бородин Л. Ф., Рубцов С. Н. // Радиофизика. 1980. Т. 23, вып. 10. С. 1266. (Изв. вузов).
122. Арманд Н. А. // Исслед. Земли из космоса. 1980. Вып. 1. С. 95.
123. Гранков А. Г., Шутко А. М. // Радиотехника. 1980. Т. 35, вып. 5. С. 38.
124. Гранков А. Г., Шутко А. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 3, 7, 17.
125. Аквилонова А. Б., Кутуза Б. Г., Кузарская Н. Ф. // Тр. V Всесоюз. совещ. по радиометеорологии. М.: Гидрометеиздат, 1981. С. 176.
126. Антипищев М. А., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. — 1981. Т. 26, вып. 11. С. 2291.
127. Гранков А. Г., Либерман Б. М., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 3. С. 624.

128. Гурвич А. С., Егоров С. Т., Кутуза Б. Г. // Исслед. Земли из космоса. 1981. Вып. 1. С. 63.
129. Абрамлев В. С., Арманд Н. А., Белюков А. П. и др. // Геодезия и аэрофотосъемка. 1982. Вып. 2. С. 11. (Изв. вузов).
130. Арманд Н. А., Зотова Е. Н., Кутуза Б. Г. и др. Там же. С. 115.
131. Арманд Н. А., Кутуза Б. Г. // Природа. 1982. № 5. С. 68.
132. Арманд Н. А., Мкртчян Ф. А., Шутко А. М. // Геодезия и аэрофотосъемка. Вып. 1, 1982. С. 89. (Изв. вузов).
133. Арманд Н. А., Нелепо Б. А., Хмыров Б. Е. и др. // Исслед. Земли из космоса. 1982. Вып. 3. С. 5.
134. Бородин Л. Ф., Васенко Л. В., Крапивин В. Ф. и др. // Геодезия и аэрофотосъемка. 1982. Вып. 2. С. 44. (Изв. вузов).
135. Бородин Л. Ф., Крапивин В. Ф., Крылова М. С. и др. // География и природ. ресурсы. 1982. Вып. 3. С. 31.
136. Иванов А. В. // Исслед. Земли из космоса, 1982. Вып. 1. С. 102.
137. Поляков В. М. // Тр. I межведомств. совещ. по статистическим методам обработки данных дистанционного зондирования окружающей среды. М.: ИРЭ АН СССР, 1983. С. 109.
138. Шутко А. М. Там же. С. 39.
139. Шутко А. М., Ресутов Е. М. Там же. С. 34.
140. Дихтяр В. Б., Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 8. С. 1564.
141. Кислов В. Я., Залогин Н. Н., Мясин Е. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 6. С. 1118.
142. Дихтяр В. Б. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 9. С. 1909.
143. Дихтяр В. Б., Кислов В. Я., Парамонов Б. М. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 11. С. 2419.
144. Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 8. С. 1683.
145. Кислов В. Я., Мясин Е. А., Залогин Н. Н. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 10. С. 2160.
146. Дмитриев А. С., Мясин Е. А. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 1 (284).
147. Дихтяр В. Б., Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. — 1981. Т. 26, вып. 3. С. 645.
148. Кальянов Э. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 4. С. 879.
149. Кальянов Э. В. // Радиозлектроника. 1981. Т. 24, вып. 10. С. 86. (Изв. вузов).
150. Дихтяр В. Б. // Радиотехника и электроника. — 1982. — Т. 27, вып. 2. С. 310; вып. 7. С. 1392.
151. Дихтяр В. Б., Старков С. О. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2457.
152. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. — 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2454.
153. Кальянов Э. В. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2448.
154. Кальянов Э. В., Иванов В. П., Лебедев М. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 5. С. 982.
155. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 2 (355).
156. Александров Ю. П., Васильев М. Б., Вышков А. С. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 5. С. 881.
157. Котельников В. А., Александров Ю. П., Головкин В. К. и др. // Астрон. журн. 1979. Т. 56, вып. 2. С. 405.
158. Кучерявенков А. И., Яковлев О. И., Павельев А. Г. и др. Радиофизика. 1979. Т. 22, вып. 6. С. 675. (Изв. вузов).
159. Матюгов С. С., Яковлева Г. Д. // Вопр. мат. моделирования. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. С. 199.
160. Разманов В. М., Ефимов А. И., Яковлев О. И. Радиофизика. 1979. Т. 22, вып. 9. 1051. (Изв. вузов).

161. Котельников В. А. // Правда. 1980. 20 октября.
162. Котельников В. А., Александров Ю. Н., Вышков А. С. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 255, вып. 66. С. 1334.
163. Котельников В. А., Александров Ю. Н., Головкин В. К. и др. // Астрон. журн. 1980. Т. 57, вып. 1. С. 3.
164. Котельников В. А., Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 249, вып. 1. С. 78.
165. Котельников В. А., Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 255, вып. 3. С. 545.
166. Котельников В. А., Кислик М. Д., Колюка Ю. Ф. и др. // УФН. 1980. Т. 131, вып. 3. С. 511.
167. Матюгов С. С., Чуб Е. В., Яковлева Г. Д., Яковлев О. И. // Космич. исслед. 1980. Т. 18, вып. 5. С. 783.
168. Павельев А. Г., Кучеряевков А. И. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 6. С. 1143.
169. Тимофеева Т. С., Ефимов А. И., Яковлев О. И. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 3. С. 449.
170. Тимофеева Т. С., Ефимов А. И., Яковлев О. И. // Космич. исслед. 1980. Т. 18, вып. 5. С. 775.
171. Чуб Е. В., Яковлев О. И. Там же. Вып. 3. С. 435.
172. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Разманов В. М., Штрыков В. К. // Астрон. журн. 1980. Т. 57, вып. 4. С. 790.
173. Бадер В. А., Павельев А. Г., Новичихин Е. П., Швачкин К. М. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 5. С. 926.
174. Васильев М. Б., Вышков А. С., Колосов М. А. и др. // Космич. исслед. 1981. Т. 19, вып. 1. С. 114.
175. Ефимов А. И., Яковлев О. И., Штрыков В. К. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 311.
176. Калашников И. Э., Матюгов С. С., Яковлев О. И., Яковлева Г. Д. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 319.
177. Котельников В. А. // Наука в СССР. 1981. Вып. 2. С. 13.
178. Павельев А. Г., Яковлев О. И., Кучеряевков А. И. и др. // Радиофизика. 1981. Т. 24, вып. 1. С. 3. (Изв. вузов).
179. Савич П. А., Васильев М. Б., Газрик А. Л. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 305.
180. Ефимов А. И., Разманов В. М., Тимофеева Т. С., Яковлев О. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2318.
181. Колосов М. А., Павельев А. Г. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 12. С. 2310.
182. Котельников В. А. // Вестн. АН СССР. 1982. Вып. 5. С. 51.
183. Котельников В. А. Советская наука. Итоги и перспективы. М.: Наука, 1982. С. 73.
184. Котельников В. А., Александров Ю. Н., Андреев Р. А. и др. // Астрон. журн. 1982. Т. 59, вып. 4. С. 625.
185. Котельников В. А., Кислик М. Д. // Известия. 1982. 30 апреля.
186. Котельников В. А., Петров Г. М. Наука и человечество. М.: Знание. С. 202.
187. Кучеряевков А. И., Павельев А. Г. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 5. С. 214.
188. Петров Г. М. // Земля и Вселенная. 1982. № 1. С. 8.
189. Дмитриев С. Г. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 20. С. 1268.
190. Мусатов А. Л. // Электроника и ее применение. М.: ВИНТИ, 1979. Т. 11. С. 3. (Итоги науки и техники).
191. Гаванин В. А., Мусатов А. Л., Турчинский В. М. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 6. С. 1249.
192. Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Шадрин В. Д. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 3. С. 929.
193. Мусатов А. Л., Гурьянский В. М., Лебедев А. В., Яценко Л. Е. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 11. С. 2421.
194. Яценко Л. Е., Балашиха А. П., Гуськова В. Д. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 1. С. 201.

195. Яценко Л. Е., Балашиха А. П. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 25, вып. 11. С. 2409.
196. Мусатов А. Л., Коротких В. Л. // Изв. АН СССР. Сер. фпз. 1982. Вып. 7. С. 1357.
197. Бедняк Л. Г., Калинин Н. Г., Кан Х. С., Кульварская Б. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43, вып. 9. С. 1811.
198. Кульварская Б. С., Дмитриев С. Г. // Изв. АН СССР. Сер. фпз. 1979. Т. 43, вып. 9. С. 492.
199. Кульварская Б. С., Кан Х. С., Ткачик З. А. // Изв. ЛЭТИ им. В. И. Ленина. 1979. № 236. С. 29.
200. Яценко Л. Е., Индришенков В. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43, вып. 9. С. 1855.
201. Дмитриев С. Г., Кульварская Б. С., Подгорный В. И. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 9. С. 569.
202. Кульварская Б. С., Мантрова Г. М., Яковлева М. Н. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 4. С. 823.
203. Шабельникова А. Э., Яценко Л. Е. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 6. С. 1312.
204. Дмитриев С. Г., Григорьев В. П., Корольков Н. С. и др. // Изв. АН СССР. Неорг. материалы. 1981. Т. 17, вып. 10. С. 1809.
205. Дмитриев С. Г., Подгорный В. И., Кульварская Б. С. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 6. С. 1248.
206. Кульварская Б. С. // Итоги науки и техники. Сер. Электроника. — Т. 13, С. 111.
207. Кульварская Б. С., Шабельникова А. Э. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 10. С. 2230.
208. Александров В. И., Бутыгов С. Х., Кульварская Б. С. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, вып. 12. С. 2350.
209. Дмитриев С. Г., Кульварская Б. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46, вып. 12. С. 2339.
210. Кульварская Б. С., Кан Х. С. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 3. С. 612.
211. Артеменко С. И., Волков А. Ф. // УФН. 1979. Т. 128, вып. 1. С. 3.
212. Гершензон М. Е., Губанков В. И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 29, вып. 3. С. 189.
213. Гершензон М. Е., Губанков В. И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 21, вып. 3. С. 700.
214. Выстакин А. Н., Губанков В. И., Дьяков В. П. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 1. С. 198.
215. Губанков В. И., Кошелев В. П., Овсянников Г. А. // ЖТФ. 1979. Т. 49, вып. 4. С. 832.
216. Губанков В. И., Марголин Н. М. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 29, вып. 12. С. 733.
217. Дивин Ю. Я., Падь Ф. Я. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 29, вып. 9. С. 567.
218. Выстакин А. Н., Губанков В. И., Дьяков В. П., Тарасов М. А. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 21 (277).
219. Дьяков В. П., Лихарев К. К., Тарасов М. А. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 22 (278).
220. Артеменко С. И. // ЖТФ. 1980. Т. 79, вып. 1(7). С. 162.
221. Губанков В. И., Кошелев В. П., Овсянников Г. А. // ФНТ. 1980. Т. 6, вып. 1. С. 50.
222. Губанков В. И., Марголин Н. М. // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 4. С. 884.
223. Губанков В. И., Тарасов М. А. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 381.
224. Дивин Ю. Я., Полянский О. Ю., Шульман А. Я. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 17. С. 1056.
225. Артеменко С. И., Волков А. Ф. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 33, вып. 3. С. 155.
226. Артеменко С. И., Волков А. Ф. // ЖТФ. 1981. Т. 81, вып. 5. С. 1872.
227. Артеменко С. И., Волков А. Ф. // ЖТФ. 1981. Т. 81, вып. 5. С. 2018.

228. *Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Кузьмин Л. С. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 8. С. 1706.*
229. *Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Дьяков В. П., Тарасов М. А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 7. С. 283.*
230. *Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 34, вып. 5. С. 281.*
231. *Гершензон М. Е., Губанков В. Н. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 34, вып. 1. С. 32.*
232. *Губанков В. Н., Кошелев В. П., Овсянников Г. А. // ФНТ. 1981. Т. 7, вып. 3. С. 277.*
233. *Губанков В. Н., Марголин Н. М. // ЖТФ. 1981. Т. 80, вып. 4. С. 1419.*
234. *Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Константиан К. И. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 8. С. 1637.*
235. *Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 36, вып. 7. С. 241.*
236. *Гершензон М. Е., Губанков В. Н., Журавлев Ю. Е. // ЖТФ. 1982. Т. 83, вып. 6(12). С. 2348.*
237. *Зайцев А. В., Зайцев В. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 6. С. 1262.*
238. *Власенко С. И., Кочмарев Л. Ю., Малафеев Ю. С. и др. // Физика плазмы. 1979. Т. 5, вып. 2. С. 421.*
239. *Гайдук В. И., Калмыков Ю. П., Цейтлин Б. М. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 6. С. 1170.*
240. *Гайдук В. И., Цейтлин М. Б., Матвеев О. Ф., Макаров В. Н. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 9. С. 1850.*
241. *Цейтлин М. Б., Бернашевский Г. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 6. С. 1159.*
242. *Цейтлин М. Б., Бернашевский Г. А., Котов В. Д., Нутович Л. М. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 5. С. 1164.*
243. *Гайдук В. И., Калмыков Ю. П., Цейтлин Б. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 2 (258).*
244. *Арманд Н. А., Лисицкая А. А., Розашков С. А. и др. // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1979. Киев; Ин-т термодинамики АН УССР, 1979. С. 34.*
245. *Андриканис Л. И., Бунина Н. С. // Радиотехника и электроника. — 1980. Т. 25, вып. 3. С. 623; вып. 8. С. 1708.*
246. *Гайдук В. И., Цейтлин М. Б. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 352.*
247. *Деятков Н. Д. // ДАН СССР. 1980. Т. 255, вып. 6. С. 1370.*
248. *Розашкова А. И. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 5. С. 1042.*
249. *Калмыков Ю. П., Секистов В. Н. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 9(292).*
250. *Андреев В. Е., Бецкий О. В., Ильина С. А. и др. // Нетепловые эффекты миллиметрового излучения. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. С. 167.*
251. *Романовский Ю. М., Тихомиров Н. К., Хургин Ю. И. Там же. С. 177.*
252. *Гайдук В. И., Калмыков Ю. П., Цейтлин Б. М. Там же. С. 269.*
253. *Деятков Н. Д., Хургин Ю. И., Бецкий О. В. и др. Там же. С. 5.*
254. *Хургин Ю. И., Кудряшова В. А., Завизион В. А. и др. Там же. С. 75.*
255. *Гайдук В. И., Деятков А. Н., Шевченко В. А. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 10. С. 2148.*
256. *Деятков Н. Д., Бецкий О. В., Гельвич Э. А. и др. // Радиобиология. 1981. Т. 21, № 2. С. 163.*
257. *Калмыков Ю. П., Гайдук В. И. // ЖФХ. 1981. Т. 55, вып. 2. С. 305.*
258. *Цейтлин М. Б., Евдокимов В. В., Бернашевский Г. А., Русин Ф. С. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 5. С. 1109.*
259. *Цейтлин М. Б., Евдокимов В. В., Нутович Л. М. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 9. С. 1949.*
260. *Розашкова А. И., Чернов З. С., Шаталова Т. И. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 24(327).*
261. *Андриканис Л. И. // Задачи физической электроники. М.: Наука, 1982. С. 170; 194; 199.*

262. *Андриканис Л. И., Бернашевский Г. А., Меликов М. З. Там же. С. 214.*
263. *Бунина Н. С. Там же. С. 206.*
264. *Бунина Н. С., Меликов М. З. Там же. С. 191.*
265. *Бернашевский Г. А., Бунина Н. С. Там же. С. 211.*
266. *Андриканис Л. И., Бунина Н. С., Меликов М. З. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 11. С. 2222.*
267. *Бернашевский Г. А., Файкин В. В. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 7. С. 1448.*
268. *Власов А. Н., Корженевский А. В., Куркин М. Г., Черепенин В. А. // Тез. докл. IV Всесоюз. симпози. по сильноточной электронике. Томск, 1982. Ч. 2. С. 176.*
269. *Деятков Н. Д., Бецкий О. В., Завизион В. А. и др. // ДАН СССР. 1982. Т. 264, вып. 6. С. 1409.*
270. *Деятков Н. Д., Чернов З. С., Бецкий О. В. // Биофизика. 1982. Т. 27, вып. 3. С. 552.*
271. *Кураев Л. А., Парамонов Б. М. // Радиотехника и электроника. — 1982. Т. 27, вып. 7. С. 1403.*
272. *Чернов З. С., Бернашевский Г. А. // Задачи физической электроники. М.: Наука, 1982. С. 175.*
273. *Гайдук В. И., Цейтлин Б. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 17 (344).*
274. *Ильина С. А., Путаинский А. В. Препринт. — М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 16 (343).*
275. *Казаринов К. Д., Путаинский А. В., Шаров В. С., Бецкий О. В. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 13 (340).*
276. *Розашкова А. И. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 26 (353).*
277. *Аверин С. В., Попов В. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 6. С. 1194; вып. 7. С. 1471.*
278. *Алтухов Н. В., Васильев П. А., Казан М. С. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 10. С. 1971.*
279. *Балкарей Ю. П., Елинсон М. П. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 5. С. 428.*
280. *Соколов Ю. Ф. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 9. С. 1799.*
281. *Богун П. В., Карпова Н. В., Корнилов Б. В., Привезенцев В. В. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 5. С. 1020.*
282. *Елинсон М. П., Покаякин В. И., Савицкая Я. С., Чузунова М. Е. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 2. С. 420.*
283. *Ждан А. Г., Лушников Н. А. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 5. С. 1003; вып. 3. С. 417.*
284. *Жданова Н. Г., Казан М. С., Калашников С. Г. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 12. С. 2371; вып. 7. С. 1314.*
285. *Жуков А. Е., Покровский Я. Е. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 77, вып. 4(10). С. 499.*
286. *Каминский А. С., Покровский Я. Е. // ЖТФ. 1979. Т. 76, вып. 5. С. 1727.*
287. *Карпова Н. В., Сабликов В. А. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 11. С. 2135.*
288. *Коган Ш. М. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 10. С. 1941.*
289. *Луцкий В. И., Савченко А. К. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 29, вып. 4. С. 219.*
290. *Лушников Н. А., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 3. С. 417.*
291. *Малахов Б. А. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 5. С. 459.*
292. *Приходько В. Г., Ждан А. Г., Гуляев Н. Б. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 10. С. 2028.*
293. *Сабликов В. А. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 7. С. 1340.*
294. *Сибиряк Е. А., Лифшиц Т. М., Воронкина Г. И., Джигоза С. Г. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 30, вып. 11. С. 695.*
295. *Скворцова Н. Е. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 3. С. 220.*
296. *Степанов Г. В., Лукьянов А. Е., Шевченко О. Ф. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43, вып. 9. С. 1865.*
297. *Ченский Б. В. // ЖТФ. 1979. Т. 77, вып. 1 (7). С. 155.*

298. Аверин С. В., Любченко В. Е. // Радиотехника и электроника. — 1980. Т. 25, вып. 3. С. 660.
299. Аверин С. В., Любченко В. Е., Попов В. А., Царев А. Н. Там же. Вып. 9. С. 2014.
300. Алтухов И. В., Каган М. С., Калашников С. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 9. С. 548.
301. Балкарей Ю. И., Евтихов М. Г., Елинсон М. И. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 2. С. 140; с. 144.
302. Балкарей Ю. И., Захарова А. А. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 9. С. 1791.
303. Балкарей Ю. И., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 4. С. 796.
304. Богун П. В., Карпова И. В., Сабликов В. А. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 2. С. 226.
305. Петров А. В., Бочарников В. И., Годик Э. Э., Синис В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, вып. 7. С. 479.
306. Брянцева Т. А., Волков А. И., Лебедева З. М., Свишникова И. П. // Изв. АН СССР. Неорг. материалы. 1980. Т. 16, вып. 4. С. 753.
307. Брянцева Т. А., Дворянкина Г. Г., Волков А. И., Ормонт А. Б. // Электронная техника. Сер. Полупроводниковые приборы. 1980. Вып. 7(133). С. 59.
308. Гуляев Ю. В., Любченко В. Е. // ДАН СССР. 1980. Т. 250, вып. 5. С. 1116.
309. Жданова Н. Г., Каган М. С., Сулис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 8. С. 1518.
310. Жидков А. Е., Покровский Я. Е. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, вып. 4. С. 1589.
311. Кагин М. С., Ландсберг Е. Г., Чернышов И. В. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31, вып. 9. С. 528.
312. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, вып. 2(8). С. 422.
313. Кармазин С. В., Любченко В. Е., Мурмушев Б. А. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 10. С. 2232.
314. Коган Ш. М., Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, вып. 5. С. 1933.
315. Лукьянов А. Е., Уразгильдин И. Ф., Степанов Г. В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44, вып. 6. С. 1285.
316. Лушников Н. А., Ждан А. Г. // ПТЭ. 1980. № 4. С. 224.
317. Мадьяров М. Р., Терешин С. А., Покаякин В. И. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 5. С. 470.
318. Малахов Б. А. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 3. С. 249.
319. Малахов Б. А., Покаякин В. И., Степанов Г. В. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 2. С. 131; вып. 3. С. 241.
320. Мартягин В. А., Олейников А. Я., Смирнов А. Я. и др. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 9. С. 1716.
321. Мукаилов Н. С., Степанов Г. В., Шевченко О. Ф. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 3. С. 276.
322. Петров А. В., Бочарников В. И., Годик Э. Э., Синис В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, вып. 7. С. 479.
323. Приходько В. Г., Ждан А. Г., Гуляев И. Б. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 9, С. 1804.
324. Александров А. Л., Гуляев И. Б., Горячев В. Г., Ждан А. Г. // ПТЭ. 1981. № 5. С. 244.
325. Балкарей Ю. И., Евтихов М. Г., Елинсон М. И. // Микроэлектроника. — 1981. Т. 10, вып. 1. С. 78; вып. 3. С. 260.
326. Богун П. В., Карпова И. В., Корнилов Б. В., Привезенцев В. В. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 2. С. 422; вып. 3. С. 607.
327. Букатова И. Л., Елинсон М. И. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, вып. 1. С. 42.
328. Булахова Л. В., Кукушкин В. В., Соляков В. Н. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 3. С. 666.
329. Галченков Л. А., Кукушкин В. В., Соляков В. Н., Сыровегин С. М. // ПТЭ. 1981. № 4. С. 228.
330. Гарин Б. М., Галдецкий А. В. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50, вып. 5. С. 987.
331. Годик Э. Э., Кузнецов А. И., Синис В. П. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 9, С. 1787.
332. Голик Л. Л., Неменущий В. Н., Елинсон М. И., Балкарей Ю. И. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 2. С. 813.
333. Гродненский И. М., Дюжинов И. Н., Елинсон М. И. и др. // ЖТФ. — 1981. Т. 51, вып. 12. С. 2575.
334. Гродненский И. М., Дюжинов И. Н., Елинсон М. И., Старостин К. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 11. С. 2467.
335. Елинсон М. И., Шаров А. М. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, вып. 1. С. 69.
336. Жданова Н. Г., Каган М. С. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 1. С. 168.
337. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, вып. 3. С. 141.
338. Коган Ш. М. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, вып. 6(12). С. 2268.
339. Коган Ш. М., Полунов А. Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, вып. 1. С. 394.
340. Коган Ш. М., Нгуен Ван Лиен // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 1. С. 44.
341. Коган Ш. М., Шкловский Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 6. С. 1049.
342. Кукушкин В. В., Соляков В. Н. // Радиотехника. 1981. Т. 36, вып. 4. С. 9.
343. Мадьяров М. Р., Ормонт А. Б., Терешин С. А. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 10. С. 2228.
344. Петров А. В., Годик Э. Э., Синис В. П. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 6. С. 1206.
345. Пинскер Т. Н., Луцкий В. Н., Рылик А. С., Сулов Д. А. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 11. С. 3494.
346. Поляков В. И., Перов П. И., Ермаков М. Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 10. С. 623.
347. Приходько В. Г., Ждан А. Г. // ФТП. 1981. Т. 15. С. 2400.
348. Сааченко А. К., Луцкий В. Н., Рылик А. С. // Письма в ЖЭТФ. — 1981. Т. 34, вып. 6. С. 367.
349. Сандомирский В. Б., Суханов А. А. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 9. С. 2748.
350. Шульман А. Я. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 13. С. 783.
351. Шульман А. Я. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, вып. 2 (8). С. 784.
352. Галдецкий А. В., Гарин Б. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР. № 17 (320).
353. Гуляев Ю. В., Мильвидский М. Г., Яременко Н. Г. и др. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 5 (308).
354. Александров А. Л., Веденев А. С., Гуляев И. Б., Ждан А. Г. ПТЭ. 1982. № 2. С. 163.
355. Балкарей Ю. И., Евтихов М. Г., Елинсон М. И. // Микроэлектроника. — 1982. Т. 11, вып. 1. С. 25.
356. Балкарей Ю. И., Захарова А. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 3. С. 551; вып. 9. С. 1871.
357. Балкарей Ю. И., Захарова А. А., Бугаев А. С., Гуляев Ю. В. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 6. С. 1585.
358. Балкарей Ю. И., Ржанов Ю. А., Голик Л. Л., Елинсон М. И. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 9. С. 1558.
359. Брянцева Т. А., Свишникова И. П., Ормонт А. Б., Семилетов С. А. // (Изв. АН СССР). Неорг. материалы. 1982. Т. 18, вып. 5. С. 724.
360. Буйлова Н. М., Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. // Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм, 1982. Т. 2. С. 98.
361. Веденев А. С. // ПТЭ. 1982. № 3. С. 206.
362. Волков В. А., Гродненский И. М. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 3. С. 195.
363. Волков В. А., Галченков Д. В., Гродненский И. М., Старостин К. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36, вып. 9. С. 343.
364. Волков В. А., Галченков Д. В., Гродненский И. М. и др. Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм, 1982. Т. 2. С. 121.
365. Габунян В. М., Шульженко М. И., Лабзин С. Е., Ковалев В. И. // Элект-

- ронная техника. Сер. 8. Управление качеством. 1982. Вып. 1(93) — 2(94). С. 282.
366. Галанин А. Л., Любченко В. Е. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 5. С. 467.
 367. Гродненский И. М., Соколов Ю. Ф., Черных И. Н. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 3. С. 583.
 368. Кабыченков А. Ф. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 1. С. 30.
 369. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83, вып. 6. С. 2237.
 370. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. // Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм, 1982. Т. 1. С. 39.
 371. Каминский А. С., Колесник Л. И., Лейферов Б. М. и др. // ЖПС. 1982. Т. 36, вып. 5. С. 745.
 372. Каминский А. С., Покровский Я. Е., Горбунов М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36, вып. 1. С. 10.
 373. Карпова И. В., Сыровегин С. М. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 9. С. 1601.
 374. Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыровегин С. М. // ФТП. 1982. т. 16, вып. 11. С. 1963.
 375. Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыровегин С. В. // Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм. 1982. Т. 1. С. 182.
 376. Коган Ш. М. // Там же. С. 193.
 377. Коган Ш. М. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 11. С. 3381.
 378. Коган Ш. М., Полуанов А. Ф. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 11. С. 2055.
 379. Лушников Н. А., Ждан А. Г. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 5. С. 793.
 380. Любченко В. Е., Макеева Г. С., Нефедов Е. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 9. С. 1665.
 381. Мадьяров М. Р., Терешин С. А., Елинсон М. И. и др. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 3. С. 238.
 382. Малахов Б. А., Терешин С. А., Покаякин В. И. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 4. С. 369.
 - 382а. Максимов А. С., Ормонт А. Б., Даревский А. С. и др. // Ультрасверхчастотные частицы и их ансамбли. Киев: Наук. думка, 1982. С. 120.
 383. Петров А. В., Бочарников В. И., Годик Э. Э., Синис В. П. // ФТП. — 1982. Т. 16, вып. 1. С. 184.
 384. Полуанов А. Ф. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 1. С. 27.
 385. Поляков В. И., Перов П. И., Петров В. А., Авдеева Л. А. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 7. С. 1200.
 386. Приходько В. Г., Ждан А. Г., Галкин Г. М. и др. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 7. С. 1266.
 387. Сабликов В. А. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 10. С. 1759.
 388. Савченко А. К., Луцкий В. Н., Сергеев В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36, вып. 5. С. 150.
 389. Сандомирский В. Б., Халилов Ш. С., Ченский Е. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 12. С. 2438.
 390. Сандомирский В. Б., Халилов Ш. С., Ченский Е. В. // ФТП. 1982. Т. 24, вып. 11. С. 3318.
 391. Соколов Ю. Ф., Соснин В. С., Федоров Ю. Ю. // Микроэлектроника. — 1982. Т. 11, вып. 2. С. 184.
 392. Степанов Г. В., Мукайлов Н. С., Шевченко О. Ф., Малахов Б. А. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 5. С. 451.
 393. Терешин С. А., Мадьяров М. Р., Малахов Б. А. и др. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 3. С. 231.
 394. Гаспарян Р. А., Гуляев Ю. В. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 4, С. 326.
 395. Глазовский А. А., Иванов С. Н., Маклецов А. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 2. С. 386.
 396. Гуляев Ю. В., Кмита А. М., Багдасарян С. А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 11. С. 697.
 397. Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29, вып. 9. С. 563.

398. Гуляев Ю. В., Лоценкова Е. Ф., Шкердин Г. Н. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 6. С. 1174.
399. Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Миргородский В. Н., Шкердин Г. Н. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 1. С. 1.
400. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 11. С. 3479.
401. Мансфельд Г. Д., Орлова Г. А., Гуляев Ю. В. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 11. С. 2197.
402. Гуляев Ю. В., Морозов А. И., Ползикова Н. Н. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 7. С. 1441.
403. Проклов В. В., Пешин С. В., Антонов С. И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 8. С. 496.
404. Шкердин Г. Н. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 9. С. 1912.
405. Андреев А. С., Анисимкин В. И., Котелянский И. М. и др. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9, вып. 3. С. 277.
406. Григорьевский В. И., Плесский В. П. // Акуст. журн. 1980. Т. 26, вып. 5. С. 685.
407. Гуляев Ю. В., Иванов С. Н., Козорезов А. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31, вып. 8. С. 447.
408. Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н., Эленкриг Б. Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 1, С. 49; вып. 15. С. 924.
409. Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П. // Акуст. журн. 1980. Т. 26, вып. 4. С. 540.
410. Гуляев Ю. В., Лоценкова Е. Ф., Шкердин Г. Н. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 1. С. 150.
411. Гуляев Ю. В., Мансфельд Г. Д., Ползикова Н. Н. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 12. С. 2634.
412. Гуляев Ю. В., Мовсисян С. М., Шкердин Г. Н. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 2. С. 523; вып. 10. С. 2897.
413. Гуляев Ю. В., Мовсисян С. М., Шкердин Г. Н. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 4. С. 638.
414. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. // Радиотехника и электроника. — 1980. Т. 25, вып. 8. С. 1560.
415. Мансфельд Г. Д., Гуляев Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 5, вып. 24. С. 1473.
416. Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, вып. 1. С. 317.
417. Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А., Гуляев Ю. В. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 5. С. 915.
418. Морозов А. И., Кулаков М. А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 11. С. 671.
419. Ползикова Н. И., Гуляев Ю. В. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 5. С. 882.
420. Проклов В. В., Миргородский В. Н., Пешин С. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 3. С. 654.
421. Федорец В. П. // Акуст. журн. 1980. Т. 26, вып. 4. С. 604.
422. Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А. Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств. М.: Радио и связь, 1981.
423. Антонов С. И., Козлов М. Р., Проклов В. В. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50, вып. 4. С. 805.
424. Багдасарян А. С., Кмита А. М., Шукин Ю. М. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 10. С. 2184.
425. Проклов В. В., Пешин С. В., Давыдов Б. Л., Шкердин Г. Н. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 7. С. 1543.
426. Бугаев А. С., Галкин О. Л., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 8. С. 1787.
427. Бугаев А. С., Годик Э. Э., Гуляев Ю. В. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 24. С. 1523.
428. Булюк А. И., Котелянский И. М., Крикунов А. И., Федорец В. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 9. С. 2587.
429. Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н. // ФТП. 1980. Т. 14, вып. 12. С. 2307.
430. Гуляев Ю. В., Григорьевский В. И., Плесский В. П. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 7. С. 1338.

431. Гуляев Ю. В., Котелянский И. М., Крикунов А. И., Федорец В. Н. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 8. С. 449.
432. Гуляев Ю. В., Мовсисян С. М., Шкердин Г. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 3. С. 877; вып. 4. С. 1119.
433. Гуляев Ю. В., Плесский В. П., Тен Ю. А. // Акуст. журн. 1981. Т. 27, вып. 6. С. 855.
434. Иванов С. Н., Хазанов Е. Н. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 402.
435. Иванов С. Н., Хазанов Е. Н., Волокитин Г. С. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 12. С. 3691.
436. Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А., Гуляев Ю. В. // ФТП. 1981. Т. 15, вып. 2. Т. 319.
437. Галдейский А. В., Гарин Б. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 17(320).
438. Авдеев А. Н., Плесский В. П. // Акуст. журн. 1982. Т. 28, вып. 3. С. 289; вып. 5. С. 577.
439. Андреев В. П., Ахметов С. Ф., Довыденко А. Г. и др. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 4. С. 1228.
440. Антонов С. Н., Кузнецова Е. В., Миргородский В. И., Проклов В. В. // Акуст. журн. 1982. Т. 28, вып. 4. С. 433.
441. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 11. С. 686.
442. Багдасарян А. С., Булюк А. Н., Кмита А. М., Федорец В. Н. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 1. С. 184.
443. Боритко В. С., Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 7. С. 1235.
444. Гуляев Ю. В., Козорезов А. Г. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82, вып. 5. С. 1551.
445. Гуляев Ю. В., Курач Т. Н., Плесский В. П. // Акуст. журн. 1982. Т. 28, вып. 2. С. 172.
446. Гуляев Ю. В., Мансфельд Г. Д., Орлова Г. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 793.
447. Сибатян Ж. Е., Гуляев Ю. В., Бугаев А. С. // ФТП. 1982. Т. 16, вып. 8. С. 1517.
448. Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. радио, 1979.
449. Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. и др. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 2. С. 406.
450. Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Щеглов В. И. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 3. С. 282.
451. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 12. С. 3641.
452. Вашковский А. В., Герус С. В., Дикштейн И. Е. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49, вып. 3. С. 628.
453. Вашковский А. В., Зубков В. И., Цакурян Т. М. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 1. С. 146; вып. 11. С. 2290.
454. Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман П. Е. // Письма в ЖЭТФ. Т. 30, вып. 9. С. 600.
455. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Раевский А. О. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 3. С. 757.
456. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Раевский А. О. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, вып. 5. С. 1593.
457. Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Харитонов В. Д. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 1. С. 254; вып. 8. С. 2388.
458. Кирюхин И. П., Лисовский Ф. В. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 8(264).
459. Бару В. Г., Греков Е. В. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 3. С. 802.
460. Баряхтар В. Г., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 2. С. 431.
461. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 11. С. 3335.
462. Беспятых Ю. И., Зубков В. И., Тарасенко В. В. // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 1. С. 140.

463. Вашковский А. В., Зубков В. И., Кильдишев В. И., Телиров Ю. И. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 12. С. 3709.
464. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Ползикова И. И. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 19. С. 1193.
465. Гуревич В. А., Шафров В. Г. // ФТТ. 1980, вып. 3. С. 693.
466. Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, вып. 2(8). С. 509.
467. Кирюхин И. П., Лисовский Ф. В. // Радиотехника и электроника. — 1980. Т. 25, вып. 3. С. 467.
468. Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Шановалов В. И. // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 1. С. 198.
469. Соколов Ю. Ф. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 3. С. 652.
470. Тарасенко В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 3. С. 503.
471. Щеглов В. И. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 6. С. 327; вып. 15. С. 922.
472. Моносов Я. А. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 13 (296).
473. Арзамасцева Г. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. // Физика металлов и металловедение. 1981. Т. 52, вып. 4. С. 726.
474. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Мериакри С. В., Тарасенко В. В. // Физика металлов и металловедение. 1981. Т. 52, вып. 3. С. 484.
475. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 10. С. 3013; вып. 12. С. 3652.
476. Борисов С. А., Вашковский А. В., Новиков Г. М., Стальмагов А. В. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 4. С. 1209.
477. Бугаев А. С., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Филимонов Ю. А. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 9. С. 2647.
478. Бучельников В. Д., Тарасенко В. В., Шафров В. Г. // Физика металлов и металловедение. 1981. Т. 52, вып. 1. С. 214.
479. Бучельников В. Д., Шафров В. Г. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 5. С. 1296.
480. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Раевский А. О. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 9. С. 2580.
481. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, вып. 9. С. 500.
482. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 4. С. 1231; вып. 12. С. 3678.
483. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, вып. 11. С. 686.
484. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 11. С. 2282.
485. Кабыченков А. Ф., Каганович Э. Б., Моносов Я. А. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, вып. 6. С. 483.
486. Кирюхин И. П., Лисовский Ф. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, вып. 6. С. 2493.
487. Медников А. М., Галанин А. Л., Гуляев Ю. В. и др. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 7. С. 2116.
488. Медников А. М., Попков А. Ф., Анисимов В. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, вып. 12. С. 646.
489. Соколов Ю. Ф. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 6. С. 1892.
490. Харитонов В. Д. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 11. С. 3438.
491. Арзамасцева Г. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Филимонов Л. М. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 20 (323).
492. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Луговой А. В. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 4. С. 1136.
493. Арзамасцева Г. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Филимонов Л. М. // Физика металлов и металловедение. 1982. Т. 54, вып. 3. С. 478.
494. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Мериакри С. В., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 2. С. 449.
495. Бучельников В. Л., Шафров В. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 3. С. 909.
496. Герус С. В., Тарасенко В. В., Харитонов В. Д. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 8. С. 2526.

497. Герус С. В., Харитонов В. Д. // Физика металлов и металловедение. 1982. Т. 53, вып. 6. С. 1085.
498. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 799.
499. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 6. — С. 1669.
500. Кабыченков А. Ф. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 1. С. 30.
501. Луговской А. В., Зильберман П. Е. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 2. С. 458.
502. Луговской А. В., Щеглов В. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 3. С. 518.
503. Поляков В. И., Авдеева Л. А., Перов П. И. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 7. С. 1375.
504. Гуляев Ю. В., Дворянкина Г. Г., Дворянкин В. Ф. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 1. С. 5.
505. Ефанов А. С., Айтхожин С. А., Дворянкин В. Ф. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1979. Т. 15, вып. 8. С. 1317.
506. Хапачев Ю. П., Колпаков А. В., Кузнецов Г. Ф., Кузьмин Р. Н. // Кристаллография. 1979. Т. 24, вып. 3. С. 430.
507. Кузнецов Г. Ф. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1979. Вып. 2. С. 120.
508. Кузнецов В. К., Милаевский Ю. С., Розман С. П. // ЖПХ. 1979. Т. 52, вып. 4. С. 728.
509. Кузнецов П. И., Шемет В. В., Один И. Н., Новоселова А. В. // ДАН. 1979. Т. 248, вып. 4. С. 879.
510. Лебедева З. М., Милаевский Ю. С., Луфт Б. Д. и др. // ЖАХ. 1979. Т. 34, вып. 1. С. 34.
511. Милаевский Ю. С. // ЖАХ. 1979. Т. 34, вып. 9. С. 1669.
512. Милаевский Ю. С. // Электрохимия. 1979. Т. 15, вып. 5. С. 644, 694.
513. Озрин Ю. Ф., Федосеев В. Л. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 2. С. 88.
514. Поляков В. И., Авдеева Л. А., Перов П. И. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 7. С. 1375.
515. Темиров Ю. Ш., Айтхожин С. А., Кудряшов А. А., Дворянкин В. Ф. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8, вып. 4. С. 378.
516. Кузнецов В. К., Алексеев В. Г., Ковалева В. И., Ормонт А. Б. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 24 (280).
517. Хусид Л. Б., Луфт Б. Д., Перовищikov В. А. и др. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 7 (263).
518. Бенедиктов Ю. А., Митягин А. Ю. // Кристаллография. 1980. Т. 25, вып. 4. С. 881.
519. Дворянкин В. Ф., Дворянкина Г. Г., Черевачук Н. Я. // (Изв. АН СССР). Неорган. материалы. 1980. Т. 16, вып. 12. С. 2103.
520. Дворянкин В. Ф., Кожин В. В., Телегин А. А. // Кристаллография. 1980. Т. 25, вып. 2. С. 438.
521. Дворянкин В. Ф., Митягин А. Ю., Уустаре Т. О. // ФТТ. 1980. Т. 22, вып. 6. С. 1714.
522. Дворянкин В. Ф., Телегин А. А., Телегина Л. С. // ЖСХ. 1980. Вып. 11. С. 77.
523. Карпель Н. Г., Луфт Б. Д., Федорчук О. К. // Заводская лаборатория. 1980. Вып. 9. С. 809.
524. Кузнецов Г. Ф., Озрин Ю. Ф. // Физика металлов и металловедение. 1980. Т. 49, вып. 5. С. 1027.
525. Кузнецов П. И., Дворянкин В. Ф., Шемет В. В. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 252, вып. 1. С. 115.
526. Кузнецов П. И., Поляков В. И., Авдеева Л. А. // (Изв. АН СССР). Неорган. материалы. 1980. Т. 16, вып. 6. С. 972.
527. Латышев Ю. И., Ормонт А. Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 24. С. 1505.
528. Митягин А. Ю., Уустаре Т. О. // Учен. зап. Тарт. ун-та. 1980. — С. 82.

529. Рябова Л. А., Сербинов Н. А., Ормонт А. Б. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1980. Т. 16, вып. 5. С. 1038.
530. Сербинов Н. А., Калафати Ю. Д., Рябова Л. А. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 4. С. 196.
531. Хапачев Ю. П., Колпаков А. В., Кузнецов Г. Ф., Кузьмин Р. Н. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1980. Т. 21, вып. 5. С. 57.
532. Дворянкин В. Ф., Коковилин С. В., Телегин А. А., Ормонт А. Б. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1981. Т. 17, вып. 5. С. 783.
533. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ФТТ. 1981. Т. 23, вып. 8. С. 2304.
534. Котельянский Н. М., Крикунов А. П., Медведь А. В., Мишкин Р. А. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, вып. 6. С. 543.
535. Кузнецов П. И., Шемет В. В., Один И. Н., Новоселова А. В. // (Изв. АН СССР). Неорган. материалы. 1981. Т. 17, вып. 5. С. 791.
536. Темиров Ю. Ш., Айтхожин С. А., Дворянкин В. Ф. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, вып. 6. С. 557.
537. Луфт Б. Д., Перовищikov Л. Н., Возмилова Л. Н. и др. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников. М.: Радио и связь. 1982.
538. Гуляев Ю. В., Дворянкин В. Ф., Карзинская Д. Г. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 6. С. 1244.
539. Дворянкин В. Ф., Митягин А. Ю., Пантелеев В. В. // Кристаллография. 1982. Т. 27, вып. 2. С. 349.
540. Журавлев Л. А., Кузнецов П. И., Насибов А. С. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 9. С. 1887.
541. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 4. С. 803.
542. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 4. С. 1200.
543. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Куча В. В. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, вып. 5. С. 477.
544. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Куча В. В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, вып. 4. С. 205.
545. Кузнецов Г. Ф. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1982. Вып. 9 (170). С. 22.
546. Кузнецов П. И., Журавлев Л. А., Один И. Н. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1982. Т. 18, вып. 6. С. 930.
547. Луфт Б. Д., Хусид Л. Б., Шемет В. В. и др. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1982. Вып. 4 (162). С. 25.
548. Рябова Л. А., Салаи В. С., Сербинов Н. А. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52, вып. 5. С. 956.
549. Алексеев Н. Е., Аликеев Ю. Г., Гапонов В. П. и др. Лазеры на стеклах. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. 1979. Т. 18.
550. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Губин В. П. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 4. С. 799.
551. Алексеев Э. И., Мей М. Я., Базаров Е. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 19. С. 1165.
552. Алексеев П. Е., Громов А. К., Изыщев А. А. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 1. С. 140.
553. Ацаркин В. А., Демидов В. В. // ЖЭТФ. Т. 76, вып. 6. С. 2185.
554. Ацаркин В. А., Мефед А. Е., Родак М. И. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 9. С. 2672.
555. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Сазонов А. И. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 3. С. 582.
556. Гайдук М. И., Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 2. С. 412.
557. Гапонов В. П., Свирчков Ю. Е. // Труды МФТИ. Сер. Общая и молекулярная физика. 1979. С. 171.
558. Гапонов В. П., Свирчков Ю. Е., Громов А. К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29, вып. 4. С. 234.
559. Григорьянц В. Н. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 2. С. 288; вып. 4. С. 759; вып. 11. С. 2456.
560. Давыдов Б. Л., Садовский П. П., Золин В. Ф. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, вып. 11. С. 2294.

561. Золин В. Ф., Коренева Л. Г. // Биофизика. 1979. Т. 24, вып. 4. С. 774.
562. Золин В. Ф., Коренева Л. Г., Тизонова Л. И. // Координац. химия. 1979. Т. 5, вып. 10. С. 1440.
563. Кузьяков Б. А. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, вып. 1. С. 114; вып. 7. С. 1567.
564. Кузьяков Б. А., Герасимов Г. А. // ЖТФ. 1979. Т. 49, вып. 4. С. 806.
565. Мефед А. Е. // ФТТ. 1979. Т. 21, вып. 3. С. 829.
566. Тестов В. Г., Гринь Ю. И., Мишин Г. И. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49, вып. 11. С. 2331.
567. Шаповалов В. Н. // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 46, вып. 1. С. 98.
568. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. П. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 5 (261).
569. Гапонцев В. П., Сверчков Ю. Е. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 6 (262).
570. Алексеев Н. Е., Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980.
571. Ацаркин В. А. Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. М.: Наука, 1980.
572. Золин В. Ф., Коренева Л. Г. Редкоземельный зонд в химии и биологии. М.: Наука, 1980.
573. Алексеев Н. Е., Громов А. К., Изышев А. А. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1980. Т. 16, вып. 6. С. 1056.
574. Ацаркин В. А., Дежидов В. В. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, вып. 4 (10). С. 1439.
575. Ацаркин В. А., Дежидов В. В., Хлебников С. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, вып. 7. С. 461.
576. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. П. и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 12. С. 2646.
577. Бутылкин В. С., Фишер П. С., Шалеев М. Ф. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 2. С. 355.
578. Бутылкин В. С., Григорьян В. С., Жаботинский М. Е. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78, вып. 5. С. 1659.
579. Войтович А. П., Рунец Л. П., Смирнов А. Я. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, вып. 22. С. 1400.
580. Григорьян В. В., Жаботинский М. Е., Кузьяков Б. А. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 6. С. 1299; вып. 7. С. 1605; вып. 10. С. 2083.
581. Григорьян В. В., Королев В. А., Смирнов В. И. // Мед. техника. 1980. Т. 32, вып. 4. С. 741.
582. Жаботинский М. Е., Кузьяков Б. А. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7, вып. 11. С. 2472.
583. Золин В. Ф., Коренева Л. Г. // ЖСХ. 1980. Т. 21, вып. 1. С. 66.
584. Коренева Л. Г., Золин В. Ф., Тизонова Л. И. // Координац. химия. 1980. Т. 6, вып. 11. С. 1667.
585. Кузьяков Б. А. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, вып. 9. С. 1922.
586. Кузьяков Б. А., Хорьков В. Ф. // Радиоэлектроника. 1980. Т. 23, вып. 2. С. 4. (Изв. вузов).
587. Базаров Е. Н. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 16 (299).
588. Бутылкин В. С., Григорьян В. С., Жаботинский М. Е. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 14 (297).
589. Алейников В. С., Бондаренко Ю. Ф., Волков В. Н. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 2. С. 381.
590. Ацаркин В. А., Васнева Г. А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, вып. 5. С. 2098.
591. Ацаркин В. А., Скроцкий Г. В., Сороко Л. М., Федин Э. И. // УФН. 1981. Т. 135, вып. 2. С. 285.
592. Бабушкина Т. А., Буцковский В. Д., Золин В. Ф. // Биофизика. 1981. Т. 26, вып. 2. С. 187.
593. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. Д. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 8. С. 1521.

594. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. П., Старостин И. И. // Радиоэлектроника. 1981. Т. 24, вып. 3. С. 79. (Изв. вузов).
595. Буцковский В. Д., Золин В. Ф., Коренева Л. Г. и др. // Координац. химия. 1981. Т. 7, вып. 9. С. 1357.
596. Буцковский В. Д., Золин В. Ф., Коренева Л. Г. // Биофизика. 1981. Т. 26, вып. 4. С. 615.
597. Бутылкин В. С., Григорьян В. С., Жаботинский М. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, вып. 3. С. 933.
598. Гапонцев В. П., Громов А. К., Кравченко В. Б. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 8. С. 1742.
599. Григорьян В. В., Жаботинский М. Е., Маркушев В. М. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 3. С. 571.
600. Жаботинский М. Е., Кузьяков Б. А. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, вып. 4 (106). С. 793.
601. Золин В. Ф., Коренева Л. Г., Дзюмко В. М. и др. // Координац. химия. 1981. Т. 7, вып. 2. С. 224.
602. Кузьяков Б. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 2. С. 334.
603. Кузьяков Б. А., Хорьков В. Ф. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, вып. 3. С. 610.
604. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Дебров В. П., Отрохов С. Ю. // Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 12 (315).
605. Бугаев В. А., Шлигерис Э. П. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. № 10 (313).
606. Алексеев П. Е., Волконская Т. И., Изышев А. А. и др. // Физика и химия стекла. 1982. Т. 8, вып. 1. С. 101.
607. Алексеев П. Е., Громов А. К., Изышев А. А. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 3. С. 622.
608. Брискина Ч. М. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1982. Т. 18, вып. 4. С. 660.
609. Бугаев В. А., Попов В. А., Шлигерис Э. П. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, вып. 5. С. 1045.
610. Бугаев В. А., Шлигерис Э. П. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52, вып. 5. С. 911.
611. Бугаев В. А., Шлигерис Э. П. // ПТЭ. 1982. Вып. 1. С. 256.
612. Бугаев В. А., Шлигерис Э. П., Клементьев Ю. Ф. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 3. С. 514.
613. Визгери Р. В., Давыдов Б. Л., Котовицков С. Г. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 2. С. 380.
614. Голуб В. В., Гринь Ю. И., Исаков С. Н. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, вып. 12. С. 2383.
615. Григорьян В. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 7, вып. 8. С. 1496, 1576.
616. Гриценко Т. В., Буцковский В. Д., Золин В. Ф. и др. // ЖСХ. 1982. Т. 23, вып. 5. С. 174.
617. Давыдов Б. Л., Яковлев Ю. О. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, вып. 2. С. 402.
618. Золин В. Ф., Коренева Л. Г., Обухов А. Е. // Теорет. и эксперим. химия. 1982. Т. 18, вып. 2. С. 193.
619. Мефед А. Е., Фелдман Э. Б. // ФТТ. 1982. Т. 24, вып. 10. С. 3156.
620. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. П. и др. // Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 21 (348).
621. Гапонцев В. П., Матвеев С. М., Изышев А. А., Кравченко В. Б. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 3 (330).
622. Викулов С. П., Романовцев В. В., Фойгель А. В., Шушпанов О. Е. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1979. № 17 (273); № 18 (274).
623. Александров А. Л., Гуляев Ю. В., Ждан А. Г. и др. // ПТЭ. 1980. № 5. С. 247.
624. Викулов С. П., Выставкин А. И., Романовцев В. В. и др. // Автометрия. 1980. Вып. 3. С. 11.
625. Выставкин А. И., Дедов Ю. А., Ку克林 Г. И. // Автометрия. 1980. Вып. 3. С. 16.

626. *Дмитриев А. С., Мясин Е. А.* Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 1 (284).
627. *Коптяев В. И.* Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1980. № 18 (304).
628. *Максимов А. С., Ормонт А. Б.* // ПТЭ. 1981. № 6. С. 187.
629. *Бухаров М. П., Вуколиков В. М., Панкрац Е. В.* // Автометрия. 1982. Вып. 2. С. 83.
630. *Вуколиков В. М., Выставкин А. Н., Олейников А. Я. и др.* // ПТЭ. 1982. № 1. С. 7.
631. *Выставкин А. Н., Обухов Ю. В., Романовцев В. В.* // Автометрия. 1982. Вып. 4. С. 7.
632. *Загородний С. Ф., Зайцев А. Л., Каевицер В. И. и др.* // ПТЭ. 1982. № 6. С. 64.
633. *Косачевская Л. Л., Романовцев В. В., Шпарлинский И. Е.* // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1982. Т. 22, вып. 6. С. 1504.
634. *Обухов Ю. В., Платонов С. А.* // Управляющие системы и машины. 1982. Вып. 2. С. 79.
635. *Рыльков В. В., Ждан А. Г., Александров А. Л. и др.* // ПТЭ. 1982. № 3. С. 196.
636. *Петрова Л. Г., Элбакидзе А. В.* Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 1 (328).
637. *Полянский О. Ю., Шульман А. Я.* Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 7 (334); 8 (335); 10 (337).

УДК 621.396.969

Создание радиолокационной карты планеты Венера

Ю. Н. АЛЕКСАНДРОВ, В. М. ДУБРОВИН, А. И. ЗАХАРОВ,
В. А. КОТЕЛЬНИКОВ, А. А. КРЫМОВ, Г. М. ПЕТРОВ, О. Н. РЖИГА,
А. И. СИДОРЕНКО, В. П. СИНИЛО, Г. А. СОКОЛОВ

Опыт наблюдения планет с помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи [1] был использован для разработки космического эксперимента по картографированию поверхности планеты Венера. С этой целью в начале июня 1983 г. к Венере стартовали космические аппараты «Венера-15 и -16» с радиолокационной аппаратурой, созданной ОКБ Московского энергетического института. В середине октября 1983 г. оба космических аппарата были выведены на орбиту спутников планеты Венера. С 11 ноября 1983 г. по 10 июля 1984 г. была проведена съемка всего северного полушария планеты выше 30° общей площадью 115 млн км².

Основными задачами этого эксперимента, продолжавшегося непрерывно 8 месяцев, было получение радиолокационных изображений поверхности планеты Венера, измерение профиля высот по трассе полета космических аппаратов и исследование локальных характеристик отражения планеты [2].

Роль радиолокационных методов в исследовании Венеры

В исследованиях планеты Венера, поверхность которой закрыта сплошным облачным слоем, радиолокационными методами принадлежит особая роль. В то время как в видимых, инфракрасных и ультрафиолетовых лучах мы наблюдаем верхнюю границу облачного слоя, находящуюся на высоте 65—70 км, радиоволны проникают через атмосферу Венеры и отражаются от ее поверхности.

С помощью радиолокации с Земли удалось установить период и направление вращения Венеры, а также радиус ее твердой поверхности. Оказалось, что Венера в отличие от других планет вращается в сторону, обратную своему движению вокруг Солнца и к тому же очень медленно — делая один оборот за 243 земных суток. Исследуя отраженный сигнал, удалось установить, что электрические свойства венерианской поверхности соответствуют широко распространенным на Земле скальным породам на силикатной основе. Выполненный в 1982 г. на спускаемых аппаратах советских межпланетных станций «Венера-13 и -14» уникальный эксперимент по забору грунта с поверхности Венеры и анализу его химического состава показал, что Венера действительно покрыта разновидностями базальтов.

В 1967 г., когда спускаемый аппарат советской межпланетной станции «Венера-4» впервые вошел в атмосферу планеты и произвел измерения ее химического состава и распределений температуры и давления на высотах до 20 км от поверхности Венеры, данные радиолокации позволили оценить температуру и давление на самой поверхности [3], которые оказались чудовищными по земным представлениям. Однако в 1970 г. эти данные были подтверждены и уточнены прямыми измерениями приборов спускаемого аппарата межпланетной станции «Венера-7», передавшего информацию непосредственно с поверхности Венеры [4].

Радиолокация Венеры позволила существенно уточнить значение астрономической единицы — среднего расстояния от Земли до Солнца, которая, как оказалось, была известна с ошибкой около 100 000 км. Уточнение астрономической единицы сделало возможным вывод искусственных спутников к планетам и доставку спускаемых аппаратов в заданные районы их поверхности.

В то же время радиолокационные наблюдения Венеры и других планет показали, что и после внесения поправки в величину астрономической единицы остаются значительные расхождения между фактическими и рассчитанными на основе оптических наблюдений положениями планет относительно Земли, достигающие несколько сот километров. Ввиду того, что эти расхождения носят непредсказуемый характер, при каждом полете к планетам приходилось измерять расстояние с помощью радиолокационной установки Центра дальней космической связи для прогнозирования положения планеты в момент встречи с ней космического аппарата. На основе радиолокационных наблюдений планет

Союзе создана единая релятивистская теория движения планет, обеспечивающая вычисление их взаимных положений с погрешностью 1—3 км, что в 100 раз превышает точность теорий, построенных ранее на основе только оптических наблюдений [5].

Еще в 60-х годах при анализе спектра отраженного Венерой сигнала как в США, так и в СССР [6] были обнаружены обширные области ее поверхности, рассеивающие радиоволны более интенсивно, чем окружающая местность, т. е. выглядящие «радиояркими» на окружающем фоне. Впоследствии с помощью крупнейших радиолокационных установок в Аресибо и Голдстоуне были получены с пространственным разрешением 10—20 км изображения отдельных участков полушария Венеры, обращенного к Земле в период сближения¹. В последнее время для отдельных снимков горных районов разрешение было улучшено до 3 км [7]. Однако окружающие пространства с более гладкой поверхностью на этих снимках не различимы вследствие низкого уровня отраженного сигнала. Полярные районы вообще недоступны для наблюдения с Земли. Ввиду ограниченности области картографирования, разрозненности и невысокого качества изображений данные, полученные при радиолокации с Земли, оказались недостаточны для построения карты Венеры.

В 1980 г. с помощью радиовысотметра-профилографа, установленного на американской межпланетной станции «Пионер-Венера», была построена карта высот (гипсометрическая карта), охватывающая поверхность Венеры между 60° южной широты и 75° северной [8]. На этой карте видны детали континентального масштаба, такие как Земля Иштар с Горамп Максвелла, Земля Афродиты, Область Бета. Измерения высоты шли через 50—150 км. Более мелкие детали — горные хребты, кратеры, рифтовые долины — оказались неразличимы. Между тем, именно эти детали поверхности в совокупности могли бы дать ответ на многие вопросы и, в частности, на такой: в настоящее время Венера геологически активна подобно Земле, или так же безжизненна, как Луна или Меркурий?

Чтобы увидеть эти характерные детали поверхности, и были направлены к планете Венера космические аппараты «Венера-15 и -16».

Искусственные спутники «Венера-15 и -16» (рис. 1) созданы на базе орбитальных аппаратов автоматических межпланетных станций «Венера-9 — 14», доставивших к Венере спускаемые аппараты. Они были выведены на близкие к полярным эллиптические орбиты (рис. 2) с периодом обращения 24 ч. Минимальное расстояние аппаратов от поверхности Венеры в перигентре, приходящемся примерно на 60° северной широты, было около 1000 км, максимальное расстояние — в апоцентре — 66 000 км.

¹ Период вращения Венеры так соотносится с периодами обращения ее и Земли вокруг Солнца, что в каждом сближении, когда отношение сигнал/шум оказывается достаточным для проведения наблюдений, она повернута к Земле одним и тем же полушарием.

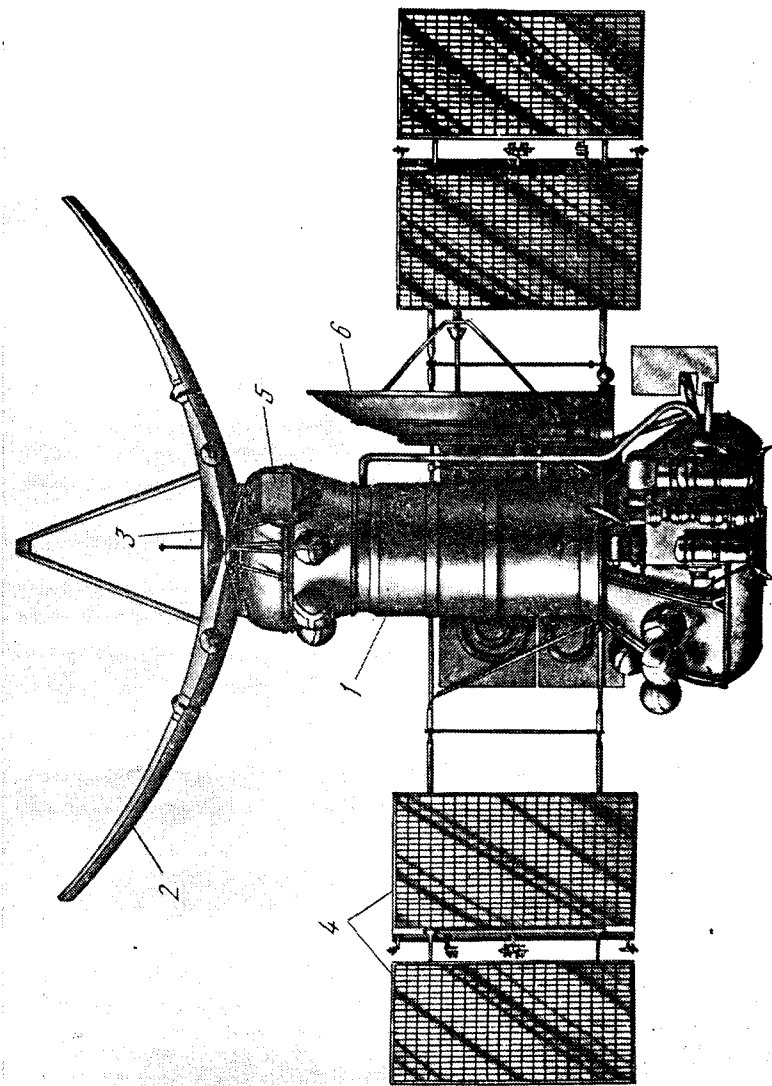


Рис. 1. Общий вид космических аппаратов «Венера-15 и -16»

1 — корпус АМС; 2 — антенна радиовысотометра бокового обзора; 3 — антенна радиовысотометра; 4 — панель солнечной батареи; 5 — антенна радиолокатора; 6 — антенна радиолокатора

Принцип радиолокационной съемки

Космические аппараты «Венера-15 и -16» оборудованы радиолокационной системой восьмисантиметрового диапазона волн, состоящей из радиолокационной станции бокового обзора (РЛС СА) и радиовысотомера-профилографа (РВП). Для получения необходимого пространственного разрешения (1–2 км) применен метод радиолокации с «синтезом апертуры» [9], который для исследования Венеры используется впервые.

Во время радиолокационной съемки с помощью системы астроориентации космического аппарата электрическая ось антенны РВП направлена вдоль местной вертикали к центру планеты. Электрическая ось антенны РЛС СА отклонена от местной вертикали на угол $\alpha_0 = 10^\circ$ и находится в плоскости, проходящей через местную вертикаль перпендикулярно плоскости орбиты (рис. 3). С помощью передатчика, установленного на космическом аппарате, «освещается» участок поверхности планеты, оказавшийся в пределах диаграммы направленности антенны.

Элементы поверхности в пределах этого участка находятся на разном расстоянии и движутся с разными радиальными скоростями относительно космического аппарата. Поэтому отраженные ими и принятые на космическом аппарате сигналы не одинаково запаздывают друг относительно друга и имеют разную частоту вследствие эффекта Доплера. Например, точка *A* находится ближе к космическому аппарату, чем точка *B*, и отраженные ею сигналы приходят раньше. С другой стороны, точка *C* приближается к аппарату и отраженные ею сигналы имеют более высокую частоту, чем сигналы, отраженные точкой *D*, которая удаляется. Это и используется для разделения сигналов, отраженных отдельными элементами поверхности, при обработке и построении изображения. В проекции на плоскость линии равного запаздывания представляют концентрические окружности с центром в точке *O* под космическим аппаратом, линии равного доплеровского смещения — конические сечения.

В одном прохождении космического аппарата около планеты снимается полоса поверхности Π_1 , вытянутая вдоль трассы T_1 (рис. 4). К следующему прохождению через 24 ч планета поворачивается на угол около $1,5^\circ$ и снимается новая полоса Π_2 .

Профиль высот поверхности планеты по трассе полета космического аппарата дает радиовысотомер — профилограф. Непосредственно измеряется высота космического аппарата *SO* (см. рис. 3) относительно некоторого среднего уровня поверхности в пятне, находящемся под аппаратом. Величина местного радиуса вычисляется как разность планетоцентрического расстояния аппарата и измеренной высоты.

В одном прохождении снимаемая полоса и трасса измерений профиля высот разнесены в пространстве. Однако при регулярной съемке трассы совмещаются с полосами за счет вращения планеты.

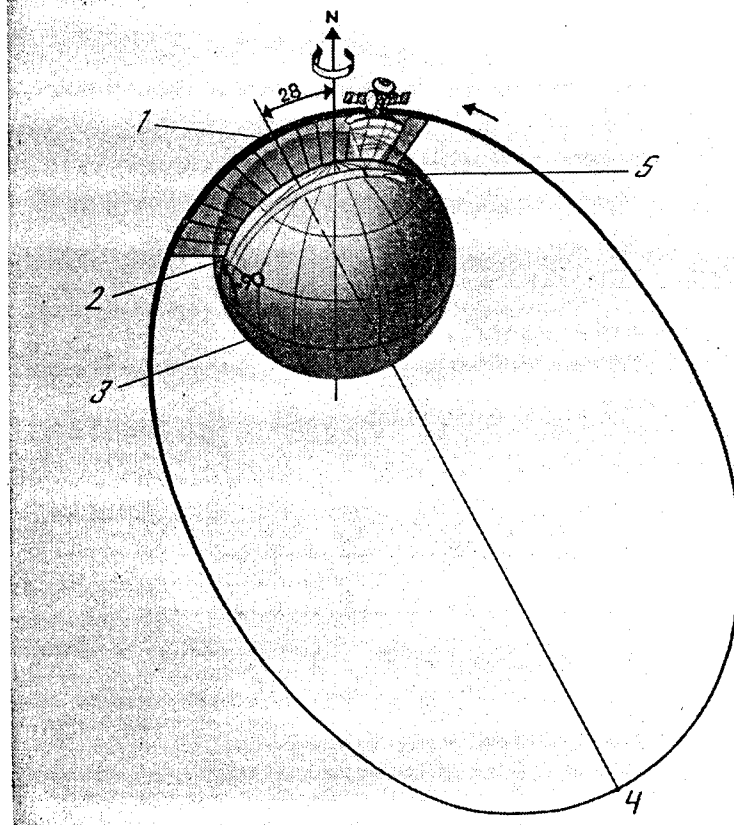


Рис. 2. Орбита искусственных спутников Венеры

- 1 — перигеицентр;
- 2 — трасса орбиты;
- 3 — экватор Венеры;
- 4 — апоцентр;
- 5 — полоса лоцирования

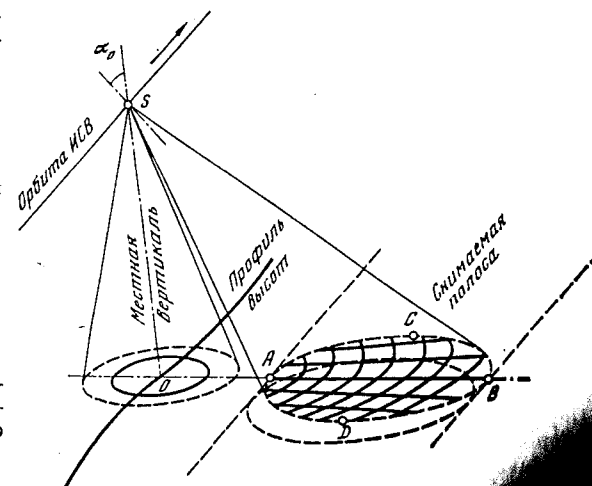


Рис. 3. Схема радиолокационной съемки с космического аппарата

Пространственное разрешение

Для некоторой точки поверхности, находящейся в данный момент на расстоянии r от космического аппарата и имеющей по отношению к нему радиальную составляющую скорости v_r , время запаздывания отраженного сигнала (τ) и доплеровское смещение его частоты (ν) равны соответственно

$$\tau = 2r/c, \quad (1)$$

$$\nu = -2v_r/\lambda, \quad (2)$$

где λ — длина волны зондирующего сигнала, а c — скорость света.

Можно показать, что в сферической системе координат, центр которой совмещен с центром масс планеты (с одним из фокусов орбиты космического аппарата), а экваториальная плоскость — с плоскостью орбиты,

$$r = \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos(i - i_n) \cos \Phi}, \quad (3)$$

$$v_r = -\frac{1}{r} \{v_r R \sin(i - i_n) \cos \Phi - v_\phi [\rho - R \cos(i - i_n) \cos \Phi]\}. \quad (4)$$

Здесь R — радиус поверхности планеты в данной точке; ρ — планетоцентрическое расстояние, i_n — истинная аномалия (угловое расстояние аппарата относительно перигея, измеренное из центра планеты), v_r , v_ϕ — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости космического аппарата, движущегося по эллиптической орбите.

В этой системе координат долгота i отсчитывается в плоскости орбиты от перигея в сторону движения космического аппарата, широта Φ — вдоль орбитального меридиана от плоскости орбиты в сторону, откуда движение аппарата наблюдается против часовой стрелки.

Дифференцируя r по координате Φ и v_r по координате i и переходя к конечным приращениям, с учетом (1) и (2) при $i = i_n$ (что соответствует точкам линии AB на рис. 3, лежащим в плоскости, проведенной через местную вертикаль OS перпендикулярно плоскости орбиты), получим линейные размеры элемента разрешения:

— в направлении трассы:

$$\Delta x = R \Delta \tau \cos \Phi = \lambda r / 2L_a, \quad L_a = \vartheta v_r, \quad (5)$$

— в направлении, перпендикулярном трассе:

$$\Delta y = R \Delta \Phi = \frac{cr \Delta \tau}{2 \vartheta \sin \Phi}, \quad (6)$$

где ϑ — время синтеза апертуры (или время когерентного накопления отраженных сигналов — величина, обратная частотному разрешению $\Delta \nu$ при спектральном анализе), $\Delta \tau$ — разрешающая способность по запаздыванию (определяется полосой частот зондирующего сигнала), L_a — размер синтезированной апертуры.

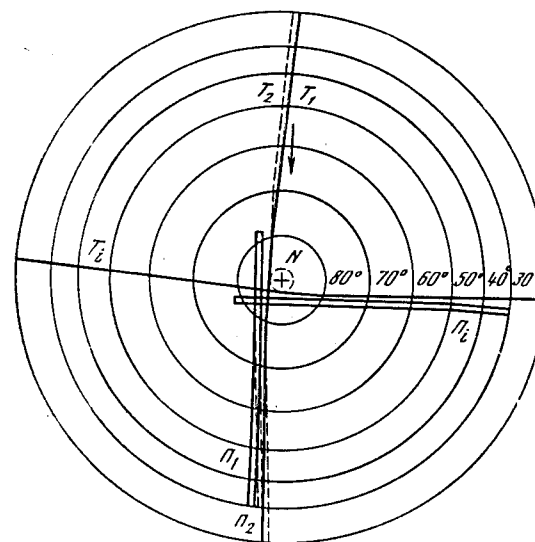


Рис. 4. Последовательность радиолокационной съемки поверхности Венеры: T_1 , P_1 — трасса космического аппарата при его прохождении вблизи Венеры и снимаемая полоса; T_2 , P_2 — трасса и полоса в следующем прохождении спустя сутки; T_i , P_i — трасса и полоса спустя четверть оборота Венеры

Рис. 5. Изменение высоты h и горизонтальной составляющей скорости V_r космического аппарата, а также пространственного разрешения вдоль трассы Δx и ширины полезной части снимаемой полосы L_y в зависимости от истинной аномалии

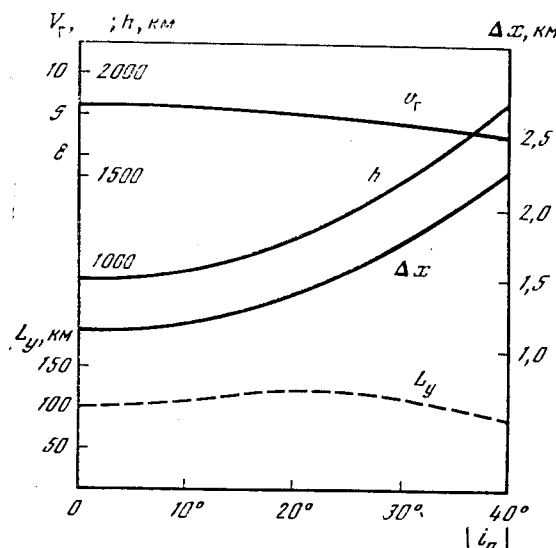
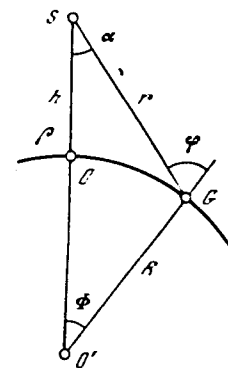


Рис. 6. Геометрические соотношения между наклонной дальностью r , планетоцентрическим расстоянием космического аппарата ρ , радиусом планеты R и углом α



Для РЛС СА космических аппаратов «Венера-15 и -16» $\vartheta = 3,9$ мс. В перигее $L_a = 36$ м и уменьшается в начале и конце съемки до 33 м из-за уменьшения v_r .

При постоянной величине времени синтезирования пространственное разрешение в направлении трассы падает с ростом высоты космического аппарата ($h = \rho - R$), движущегося по эл-

липтической орбите, из-за роста наклонной дальности r и уменьшения размера синтезированной апертуры. Изменение h , v_r и Δ_x в зависимости от истинной аномалии для РЛС СА космических аппаратов «Венера-15 и -16» ($\lambda = 8$ см) показано на рис. 5.

Пространственное разрешение в перпендикулярном направлении от высоты зависит мало. Для треугольника $O'SG$ (рис. 6), построенного в плоскости, проведенной через местную вертикаль $O'S$ перпендикулярно плоскости орбиты, по теореме синусов

$$\frac{r}{\sin \Phi} = \frac{R}{\sin \alpha} \text{ и } \Delta_y = \frac{cR\Delta_t}{2\rho \sin \alpha}. \quad (7)$$

При заданном значении угла α Δ_y изменяется обратно пропорционально $\rho = R + h$.

Более существенно изменение пространственного разрешения Δ_y в зависимости от угла α , составляемого направлением на определенную точку и местной вертикалью. При большей высоте полоса съемки L_y видна под меньшим углом (рис. 7) и меньше изменение пространственного разрешения от одного края изображения к другому. Для РЛС СА космических аппаратов «Венера-15 и -16» (высота перицентра 1000 км, $\alpha_0 = 10^\circ$, $\Delta_t = 1,54$ мкс) в пределах полосы съемки оно меняется от 0,9 км до 1,5 км (не более, чем в 1,7 раза).

Диаметр пятна, в котором измеряется высота с помощью радиовысотомера-профилографа (см. рис. 3), определяется разрешающей способностью по высоте Δh и зависит от высоты:

$$2a = 2 \sqrt{2 \frac{R}{\rho} h \Delta h}, \quad (8)$$

причем

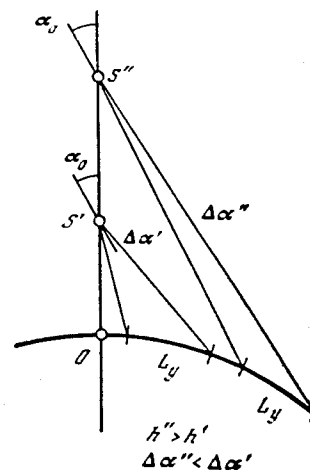
$$\Delta h = \frac{c\Delta_t}{2},$$

где Δ_t — разрешающая способность по запаздыванию. В диапазоне высот 1000—2000 км диаметр пятна изменяется от 40 до 50 км.

Контрастность радиолокационного изображения

Контрастность радиолокационного изображения определяется вариацией мощности отраженных сигналов для отдельных участков поверхности, имеющих разный наклон к падающему лучу. Мощность отраженных сигналов прямо пропорциональна удельной эффективной площади обратного рассеяния $\sigma(\varphi)$. Она показывает, как изменяется эффективная площадь обратного рассеяния участка поверхности единичной геометрической площади в зависимости от угла падения φ . Эта зависимость, полученная ранее на основе наземных радиолокационных наблюдений Венеры и пересчитанная к волне 8 см, на которой работает радиолокационная система космических аппаратов «Венера-15 и -16», приведена на рис. 8. Отсюда следует, что вначале мощность отраженных сигна-

Рис. 7. Изменение угла обзора $\Delta\alpha$ в зависимости от выбора высоты космического аппарата при съемке



лов зависят от угла φ очень резко и изменение его на 1° приводит к изменению мощности на 1 дБ.

У РЛС СА космических аппаратов «Венера-15 и -16» угол α_0 , составляемый электрической осью диаграммы направленности антенны и местной вертикалью, выбран в 10° , что много меньше, чем у обычных станций бокового обзора, устанавливаемых на самолете [9]. При малом угле обзора не возникает затенений.

При отклонении падающего луча от вертикали на 10° мощность отраженных сигналов уменьшается на 10 дБ. Эта величина определяет средний фон местности, на котором выделяются детали поверхности. При этом некоторые элементы поверхности, такие как склоны горных хребтов, кратеров и долин, могут занять более удачное положение по отношению к падающему лучу. Мощность отраженных сигналов для них будет иметь превышение над средним фоном до 10 дБ. Другие элементы ориентированы к падающему лучу менее удачно: для них значение угла φ больше 10° и мощность отраженных сигналов ниже среднего фона (до -8 дБ при $\varphi =$

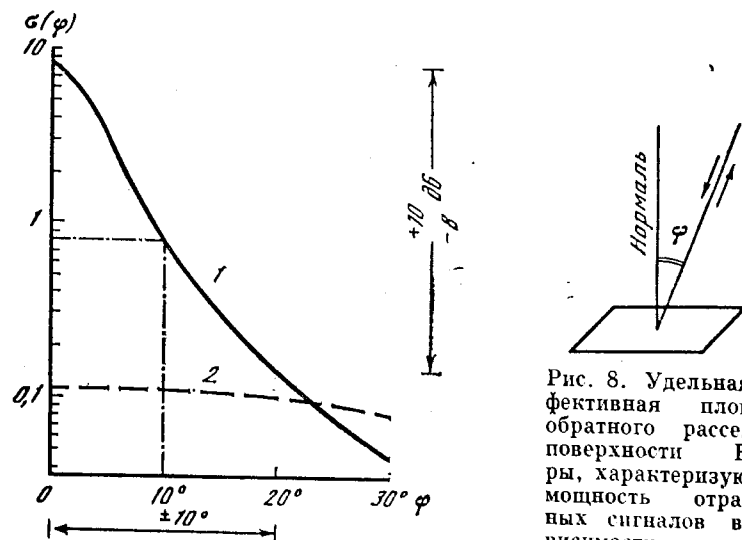


Рис. 8. Удельная эффективная площадь обратного рассеяния поверхности Венеры, характеризующая мощность отраженных сигналов в зависимости от угла падения: для поляризованной составляющей отраженного сигнала (1) и деполаризованной Земли. Кривая 2 приподнята на 10 дБ

$= 20^\circ$). Следовательно, контрасты между отдельными элементами поверхности могут достигать величины порядка 20 дБ.

Резкая зависимость мощности отраженных сигналов от угла φ и, как следствие, высокая контрастность изображения, получают-ся при приеме отраженных сигналов на антенну, поляризация ко-торой согласована с поляризацией зеркально отраженной волны. Если же антенна рассчитана на прием волн, деполяризовавшихся при отражении, то уровень принятых сигналов резко падает и к тому же очень слабо зависит от угла φ (см. пунктирную кривую на рис. 8).

Поляризация антенны РЛС СА и РВП линейная, одинаковая при передаче и приеме. Ввиду отсутствия у Венеры заметного маг-нитного поля при распространении волн через ее ионосферу по-ляризационных помех не возникает.

Погрешность измерения мощности отраженного сигнала

Качество радиолокационного изображения, помимо разрешающей способности и контрастности, определяется также погрешностью измерения мощности отраженных сигналов. Эта погрешность за-висит от величины отношения средних значений мощности отра-женных сигналов и шума приемной аппаратуры $P_c/P_{ш}$, опреде-ляемого параметрами РЛС, а также от числа N_n независимо ус-редняемых измерений мощности отраженного сигнала. Усредне-ние необходимо для снижения влияния интерференции сигналов, отраженных отдельными точками в пределах разрешаемого эле-мента.

Относительная величина среднеквадратического значения по-грешности измерения мощности отраженных сигналов на выходе устройства обработки имеет вид

$$\frac{\sigma_P}{P_c} = \frac{1}{\sqrt{N_n}} \left(1 + \frac{P_{ш}}{P_c} \right).$$

Для РЛС СА космических аппаратов «Венера-15 и -16» число N_n изменяется от 6 до 14 в диапазоне высот 1000—2000 км. Отно-шение $P_c/P_{ш}$ в центре диаграммы направленности антенны 26—20 дБ для того же диапазона высот и σ_P/P_c изменяется от 41 до 27%. На краю диаграммы направленности $P_c/P_{ш}$ падает на 10 дБ. Кроме того, для некоторых элементов поверхности уровень отра-женных сигналов может быть на 10 дБ ниже среднего (см. преды-дущий раздел). Для этих элементов σ_P/P_c возрастает до 50%.

Как следует из рис. 8, изменение мощности отраженных сигна-лов в 1,5 раза (на 1,8 дБ) происходит при изменении угла наклона элемента поверхности относительно падающего луча на $1,8^\circ$. Следовательно, возможное изменение углов наклона от 0 до 20° , на что рассчитан эксперимент, приводит к изменению мощности, превышающему среднеквадратическое значение погрешности ее измерения, по крайней мере, в 10 раз.

Влияние венерианской атмосферы

При ограниченном времени синтеза апертуры пространственное разрешение в направлении трассы космического аппарата тем вы-ше, чем короче рабочая волна (см. (5)). С другой стороны, на вол-нах короче 10—20 см резко падает мощность отраженных сигналов вследствие перерезонансного поглощения электромагнитного излу-чения в газовых составляющих атмосферы Венеры и, прежде всего, в углекислом газе, из которого она почти целиком состоит [1]. Это ослабление отраженных сигналов при вертикальном про-хождении в зависимости от длины волны показано ниже:

Длина волны, см	5	6	8	10	12	15	20
Ослабление, дБ	5,6	3,9	2,2	1,4	1,0	0,6	0,4

На волне 8 см, которая была выбрана для радиолокационной системы космических аппаратов «Венера-15 и -16», поглощение составляет 2,2 дБ, что было учтено при расчете энергетического потенциала системы. Под углом 10° относительно вертикали, под которым излучается сигнал РЛС СА, поглощение возрастает всего на 1,5%.

Необычайно плотная атмосфера Венеры увеличивает время запаздывания отраженных сигналов, причем тем больше, чем боль-ше ее толщина над данной точкой. Над средней поверхностью пла-неты увеличение запаздывания составляет 1,7 мкс или 260 м в пе-ресчете к высоте.

Вследствие рефракции траектория радиолуча РЛС СА в ат-мосфере несколько искривляется и приближается к вертикали. Это вызывает смещение точки, в которой происходит отражение, по поверхности планеты. Однако из-за небольшой величины угла, составляемого радиолучом с вертикалью, это смещение не превы-шает 100 м и им можно пренебречь.

Может возникнуть опасение, не будет ли вызывать простран-ственная неоднородность венерианской атмосферы сильные флук-туации фазы отраженных сигналов, что сделает невозможным ко-герентную обработку и синтез изображения. Однако надо иметь в виду, что из всего пути, проходимого радиолучом, только не-большая часть приходится на венерианскую атмосферу. При вы-соте космического аппарата 1000 км путь, пролетаемый аппаратом за время синтезирования (3,9 мс), виден из некоторой точки по-верхности под углом $3,6 \cdot 10^{-5}$ рад. На высоте, равной высоте од-нородной атмосферы, которая для Венеры равна 15 км, радиолуч переместится за время синтезирования всего на 0,5 м. Малове-роятно, чтобы такое незначительное отклонение луча вызвало за-метное изменение падежа фазы в атмосфере.

Косвенно это подтверждается анализом сигналов, передавав-шихся спускаемыми аппаратами АМС «Венера» с поверхности пла-неты. Например, фактическая ширина спектральной линии сигна-лов АМС «Венера-7» не превышала 1—2 Гц [4], что было вызвано манипуляцией сигнала передававшимся сообщением.

Обеспечение однозначного выделения отраженных сигналов

Двумерная автокорреляционная функция, характеризующая избирательные свойства зондирующего сигнала, помимо главного максимума имеет еще дополнительные максимумы, отстоящие по оси времени τ на T_M , а по оси частот ν на $1/T_M$, где T_M — период повторения модуляции [10]. Если в области значений (τ, ν) , занятой дополнительными максимумами, окажутся отраженные сигналы, то они создадут помеху. В случае протяженной щели, какой является поверхность планеты, прием отраженных сигналов только в той области (τ, ν) , где нет дополнительных максимумов двумерной автокорреляционной функции, можно обеспечить выбором угловых размеров диаграммы направленности антенны. Для этого должны выполняться неравенства

$$\tau_B - \tau_A < T_M, \quad \nu_C - \nu_D < 1/T_M, \quad (10)$$

где $\tau_A, \tau_B, \nu_C, \nu_D$ — время запаздывания и доплеровское смещение частоты для крайних точек участка поверхности, попадающего в диаграмму направленности антенны (см. рис. 3).

Ширина доплеровского спектра $(\nu_C - \nu_D)$ отраженных сигналов определяется шириной диаграммы направленности антенны в горизонтальном сечении:

$$(\nu_C - \nu_D) \simeq (2\nu_r/\lambda) \theta_r. \quad (11)$$

При максимально возможной длине зеркала антенны, размещенной на космическом аппарате, 6 м ширина ее диаграммы направленности в горизонтальном сечении θ_r на волне 8 см составляет 0,95°. При максимальной величине $\nu_r = 9,17$ км/с (см. рис. 5) это дает $(\nu_C - \nu_D) = 3,8$ кГц и $T_M < 263$ мкс (см. второе неравенство (10)). Чтобы обеспечить подавление помехи на краю диаграммы направленности не менее 20 дБ по отношению к полезным сигналам, было выбрано $T_M = 195$ мкс.

Протяженность отраженных сигналов по запаздыванию $(\tau_B - \tau_A)$ зависит от ширины диаграммы направленности антенны в вертикальном сечении:

$$(\tau_B - \tau_A) \simeq \frac{2h \operatorname{tg} \alpha_0}{c \cdot \cos \alpha_0} \theta_B.$$

При $\alpha_0 = 10^\circ$ с помощью верхнего неравенства (10) величина θ_B была выбрана 5,5° и соответственно ширина зеркала антенны 1,4 м. Ширина полезной части снимаемой полосы L_η (где превышение полезных сигналов над помехой не менее 20 дБ) уменьшается с высотой космического аппарата, как показано на рис. 5 (пунктир).

Мощность отраженных сигналов пропорциональна площади разрешаемого элемента и удельной эффективной площади обратного рассеяния поверхности. Величина последней резко (на 10 дБ, см. рис. 3) увеличивается в области, расположенной непосред-

ственно под космическим аппаратом, где возникает зеркальный блик. В этой области резко возрастает и размер элемента разрешения в направлении, перпендикулярном трассе, см. (6). В сумме это увеличивает мощность помехи относительно полезных сигналов примерно на 26 дБ. Добавив к этому ослабление сигналов на краю диаграммы направленности на 10 дБ и необходимое превышение сигналов над помехой на 20 дБ, получим требуемую величину подавления помехи в 56 дБ, которое должна обеспечить антенна РЛС СА. Учитывая ослабление помехи при излучении и приеме, получим, что уровень боковых лепестков, направленных в подспутниковую область, должен быть не выше —28 дБ относительно усиления в максимуме диаграммы направленности.

Принцип работы радиолокационной системы

Упрощенная блок-схема радиолокационной системы представлена на рис. 9. Это полностью когерентная система, все сигналы которой получаются от общего задающего генератора. Передатчик непрерывного излучения работает высокочастотными импульсами длительностью около 15 мс, разделенными паузами длительностью около 5 мс для приема отраженных сигналов (рис. 10, а). Внутри импульсов фаза сигнала изменяется на 180° в моменты, определяемые кодом периодически повторяемой М-последовательности (последовательности максимальной длины [11]) (рис. 11). Длительность элементарного импульса, определяющего разрешающую способность радиолокационной системы по наклонной дальности и высоте, 1,54 мкс. В режиме РЛС СА период кодовой последовательности содержит 127 элементарных импульсов (195,4 мкс), в режиме РВП — 31² элементарный импульс (47,7 мкс). Импульсы передатчика следуют как через антенну РЛС СА, так и антенну РВП с интервалами около 0,3 с (см. рис. 10, б).

Прием и регистрация отраженных сигналов производятся в паузе по окончании импульса передатчика. Мгновенное напряжение отраженных сигналов, преобразованных к нулевой частоте в двух каналах, сдвинутых по фазе на 90° друг относительно друга, усредняется на интервале, равном длительности элементарного импульса (1,54 мкс), и представляется 4-разрядным двоичным кодом (см. рис. 9). Согласование уровня отраженных сигналов с динамическим диапазоном аналого-цифрового преобразователя (АЦП) обеспечивается цифровой системой автоматического регулирования усиления (АРУ). Через каждые 0,3 с 2540 отсчетов отраженных сигналов в режиме РЛС СА (20 периодов 127-элементной М-последовательности) и 434 отсчета отраженных сигналов в режиме РВП (14 периодов 31-элементной М-последовательности)

² В режиме РВП период кодовой последовательности может быть установлен равным также 127 элементам, что облегчает раскрытие неоднозначности в измеренном расстоянии.

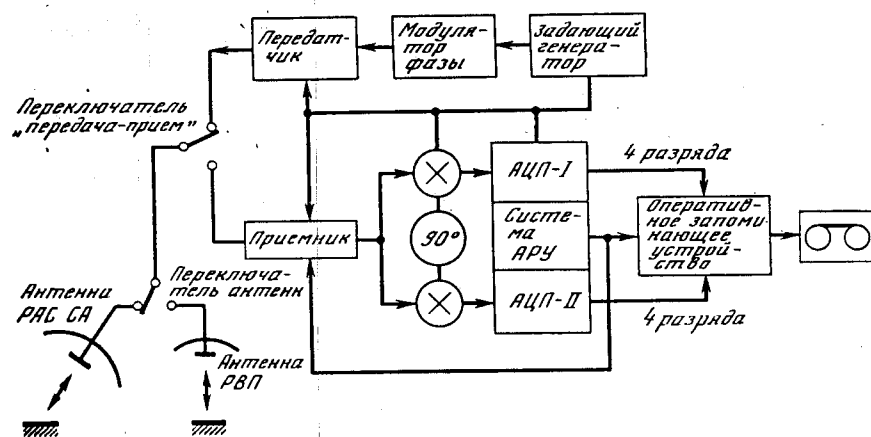


Рис. 9. Упрощенная блок-схема радиолокационной системы

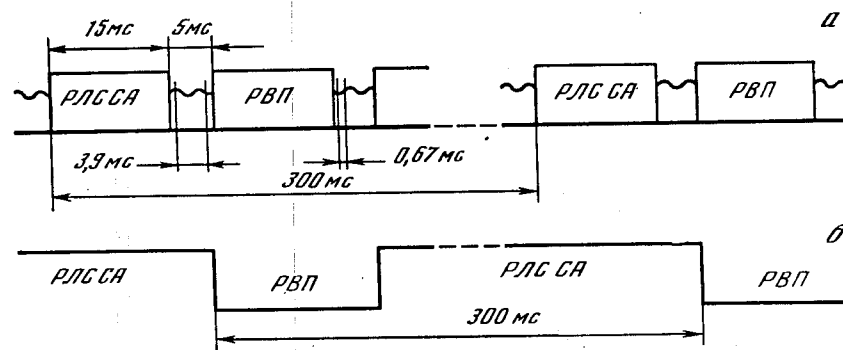


Рис. 10. Циклограмма сигналов радиолокационной системы (а) и работы переключателя антенн (б)

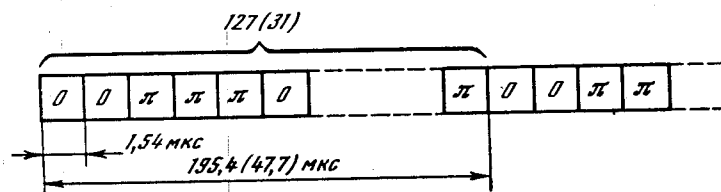


Рис. 11. Модуляция фазы сигнала передатчика

поступают двумя 4-разрядными словами в оперативное запоминающее устройство совместно с данными об усилении, установленном системами АРУ, а затем записываются на бортовых цифровых магнитофонах. Объем цифровых массивов обеспечивает возможность когерентного накопления отраженных сигналов в течение 3,9 и 0,67 мс соответственно. За 16 мин, в течение которых прово-

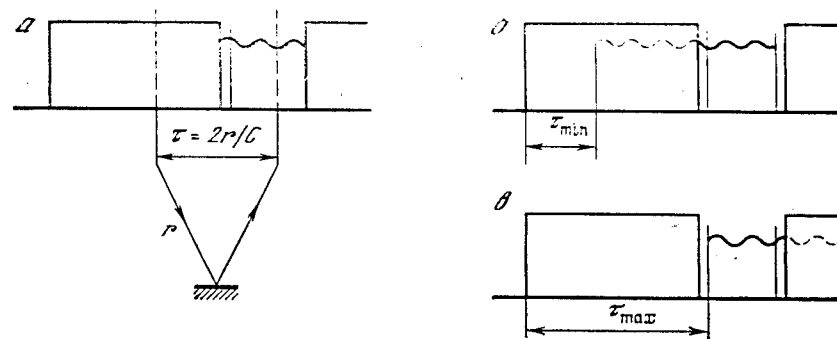


Рис. 12. Запаздывание момента прихода отраженного сигнала относительно момента излучения (а) и запаздывание отраженного сигнала для минимальной (б) и максимальной (в) дальностей

дится радиолокационная съемка, получается около 3200 таких массивов³.

Отраженные сигналы с учетом запаздывания τ при распространении должны попасть в интервал, отведенный для его кодирования (рис. 12, а). Длительность импульса передатчика и интервал кодирования обеспечивают заполнение всего этого интервала отраженным сигналом в диапазоне высот примерно от 660 до 2250 км (крайние случаи приведены на рис. 12, б и в).

Отсчеты мгновенного напряжения отраженных сигналов вместе с данными об усилении приемного тракта, установленном системой АРУ, и служебной информацией затем передаются по радиолинии на Землю для обработки.

Принципы синтеза радиолокационных изображений и профилей высот поверхности Венеры

Обработка отраженных сигналов и построение радиолокационных изображений и профилей высот поверхности Венеры велась в ИРЭ АН СССР, где с этой целью был создан комплекс аппаратуры, оборудованный электронными вычислительными машинами и устройствами отображения и вывода изображений.

Отраженные сигналы представляют собой одномерную радиоголограмму и, обычно, радиолокационное изображение получают с помощью когерентного оптического процессора [9], работу ко-

³ Кроме импульсов РЛС СА и РВП цикл работы радиолокационной системы содержит еще 13 импульсов, обеспечивающих работу цифрового коррелятора, служащего для построчного получения изображения на борту космического аппарата. Выстраиваемые затем друг за другом, после передачи на Землю, эти строки образуют слитное изображение. При этом пространственное разрешение в 2 раза хуже, чем в основном режиме. Эта система целиком разработана ОКБ МЭИ, которое вело обработку поступающей по этому каналу информации совместно с Институтом проблем передачи информации АН СССР

того при постоянных параметрах съемки организовать несложно. Здесь же для синтеза изображений и профилей высот поверхности и их обработки в условиях изменяющихся высоты и скорости космического аппарата, движущегося по эллиптической орбите, впервые использовалось специализированное цифровое устройство — процессор для выполнения преобразования Фурье. Это устройство разработано ИРЭ АН СССР совместно с Институтом электронных управляющих машин Минприбора [12]. С его помощью операция преобразования Фурье выполняется в 50 раз быстрее, чем, скажем, на большой универсальной ЭВМ типа БЭСМ-6.

Для каждого массива отсчетов, полученных в режиме РЛС СА, с помощью процессора Фурье осуществлялась согласованная фильтрация отраженного сигнала для 127 значений запаздывания и 31 значения доплеровского смещения частоты, соответствующих примерно 4000 элементов поверхности планеты в диаграмме направленности антенны (см. рис. 3). Значения мгновенной мощности отраженных сигналов по оси частот вычислялись в 1,5 раза чаще реального разрешения, чтобы не ухудшить его при дальнейшем усреднении полученных массивов.

За 0,3 с, через которые регистрировались массивы отсчетов отраженных сигналов, космический аппарат смещался по орбите на часть ширины участка поверхности, попадавшего в диаграмму направленности антенны (см. рис. 3, где пунктиром отмечено положение следа диаграммы направленности антенны в момент регистрации предыдущего массива данных). Это обеспечивало взаимное перекрытие участков и возможность усреднения мгновенных измерений мощности отраженных сигналов для уменьшения флуктуационной погрешности, вызываемой интерференцией радиоволн, отраженных отдельными точками поверхности в пределах разрешаемого элемента.

При усреднении для каждой из точек изображаемой поверхности, попадающих в диаграмму направленности антенны, вычислялись наклонная дальность и радиальная составляющая скорости относительно космического аппарата, для чего использовались данные об удаленности и скорости аппарата относительно центра масс Венеры (см. (3), (4)). Шаг разложения по координатам i и Φ — 0,8 км, что меньше фактического разрешения. Методика учитывает изменение высоты космического аппарата, движущегося по эллиптической орбите, и возможные (как правило, в пределах 0,5°) отклонения электрической оси антенны от среднего положения.

Мгновенные измерения мощности взвешивались перед усреднением, для чего строилась модель двумерного распределения средней мощности отраженных сигналов в диаграмме направленности относительно средней мощности шума антенны. При этом устранялась неравномерность освещенности по полю изображения, вызванная неравномерностью усиления в диаграмме направленности антенны и неравномерностью диаграммы обратного рассеяния по-

верхности планеты. Средняя мощность отраженных сигналов сглаживалась вдоль трассы скользящим окном размером 160 км. Для согласования с динамическим диапазоном фотопленки измерения мощности отраженного сигнала перед выводом изображения через фототелеграфный аппарат логарифмировались, что делало измерения равноточными (см. (9)).

При обработке данных радиовысотомера-профилографа сначала с помощью процессора Фурье также осуществлялась согласованная фильтрация отраженных сигналов по запаздыванию (31 или 127 значений) и доплеровскому смещению частоты. Измеренные значения мгновенной мощности суммировались по частоте. Полученное распределение мощности отраженных сигналов по запаздыванию затем сравнивалось методом математической сверки с рядом моделей этого распределения, отличающихся значениями коэффициента шероховатости и дисперсии высот в участке поверхности, оказавшемся в пределах диаграммы направленности антенны РВП (см. рис. 3). При выборе моделей учитывалась высота космического аппарата и возможное отклонение электрической оси антенны от местной вертикали, которое измерялось по смещению средней частоты спектра отраженных сигналов. Положение наибольшего максимума сверток давало высоту космического аппарата над средней поверхностью в пятне диаметром 40—50 км (см. (8)), с неоднозначностью, определяемой периодом модулирующей М-последовательности: 7,15 км при 31 элементе и 29,3 км при 127 элементах. Для раскрытия неоднозначности использовались данные о расстоянии космического аппарата относительно центра масс планеты. Вносилась поправка на дополнительное запаздывание сигнала в атмосфере Венеры.

Измерения, следующие через 0,3 с, усреднялись по 7-ми отсчетам скользящим окном. Величина радиуса поверхности планеты в данной точке, вычисленная как разность расстояния космического аппарата от центра планеты и измеренной высоты, наносилась по трассе аппарата с шагом 8 км с учетом отклонения электрической оси антенны от местной вертикали. Среднеквадратическое значение погрешности измерений высоты, определенное по разбросу измерений над ровной местностью, составляло 30 м.

В первые две недели съемки, когда было неясно, с какой ошибкой будет известно планетоцентрическое расстояние космических аппаратов, использовался зондирующий сигнал с 127-элементной М-последовательностью. Переход на сигнал с 31-элементной М-последовательностью для аппарата «Венера-16» был произведен 25 ноября 1983 г. Как видно из рис. 13, на котором приведены профили высот поверхности Венеры для двух близких трасс 24 и 25 ноября 1983 г., смена сигнала прошла без какого-либо заметного систематического смещения.

Полученные результаты

При прохождении космического аппарата в районе перигенетра его орбиты за 16 мин ежедневно снималась полоса поверхности длиной 7000—8000 км. Съемка начиналась на широте 80° за северным полюсом Венеры. Аппарат проходил вблизи него и, двигаясь примерно вдоль меридиана, заканчивал съемку на широте 30° (см. рис. 4).

Первое радиолокационное изображение поверхности Венеры, снятое 16 октября 1983 г. космическим аппаратом «Венера-15» и полученное 21 октября после обработки половины информационных массивов, приведено на рис. 14 вверху. В дальнейшем при обработке использовались все информационные массивы, что существенно улучшает качество изображения за счет уменьшения флуктуационной ошибки яркости, как это видно из нижнего снимка на рис. 14.

По горизонтальной оси отложено угловое расстояние относительно перигенетра орбиты (i), по вертикальной оси — угловое расстояние относительно плоскости орбиты (Φ), измеренные в градусах из центра планеты (один градус на поверхности Венеры занимает 105,6 км). Несовпадение шкал связано с тем, что при построении нижнего фрагмента использовались более точные параметры орбиты. Длина фрагментов—1100 км при полной ширине изображенной полосы 156 км (195 элементов по 0,8 км). Полезная часть изображения зависит от высоты космического аппарата над поверхностью планеты (см. рис. 5). Изображение построено в предположении, что поверхность Венеры — сфера радиуса 6051 км. Отклонения местного радиуса от этой величины проявляются в нерегулярном смещении границ по вертикали, видимом на изображении. Плавное смещение границ вызвано изменением высоты аппарата при его движении по эллиптической орбите.

Космический аппарат двигался слева направо, его трасса проходит выше снятой полосы. Чем больше мощность отраженных сигналов, тем светлее образования на изображении. Склоны, обращенные к падающему лучу, выглядят светлыми, склоны, отвернутые от него — темные. От начала изображения до -30° от перигенетра занимает древняя складчатая область с полуразрушенными кратерами ударного происхождения. Остатки этих кратеров диаметром около 30 км видны на $-32,7^\circ$ и $-31,8^\circ$ (по рис. 14, б). Складчатые образования имеют, вероятно, более молодой возраст. Участки с более гладкой поверхностью меньше отражают назад к космическому аппарату и выглядят темными на окружающем фоне. Они видны на $-35,5^\circ$; $-35,0^\circ$; $-33,0^\circ$.

Затем тянется равнина, на которой разбросаны отдельные холмы с диаметром основания 3—6 км. На верхнем снимке эти образования маскируются шумовым фоном. Этот район ближе всего к северному полюсу Венеры, который лежит выше на рас-

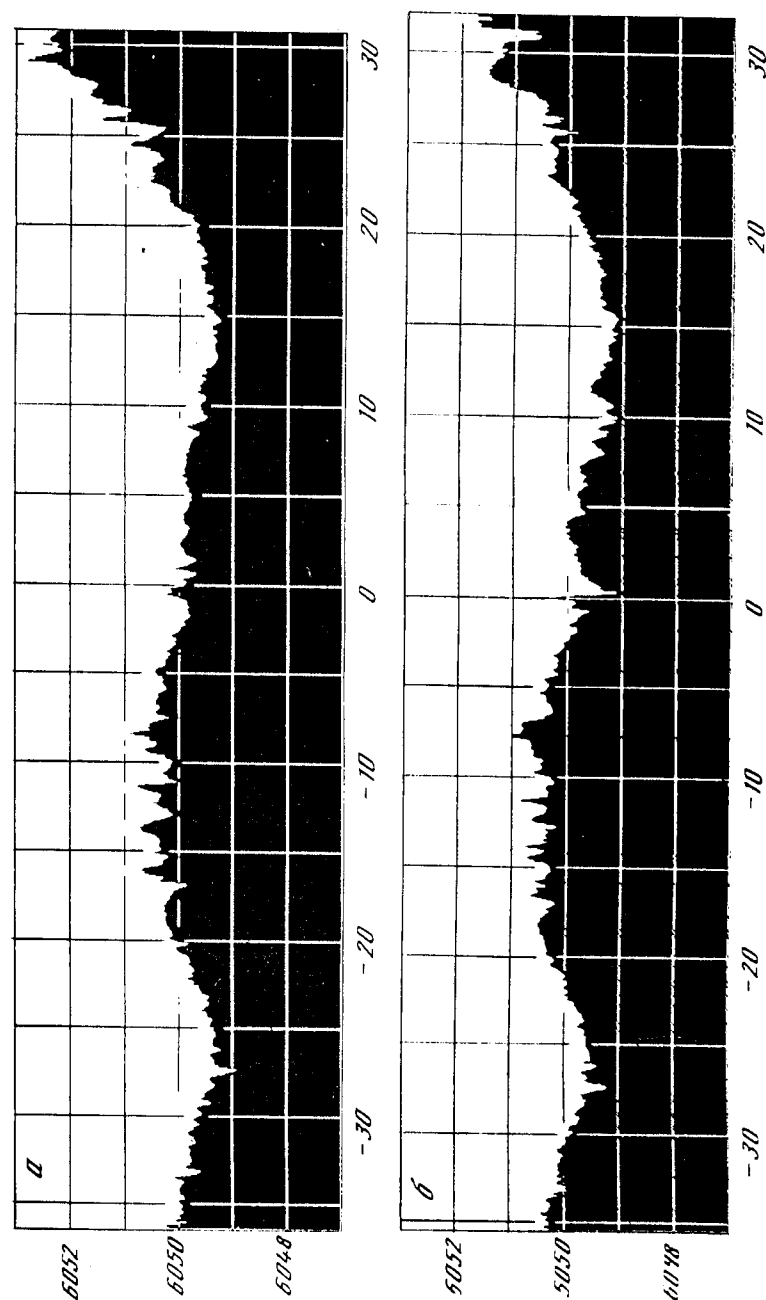


Рис. 13. Профили высот поверхности Венеры, полученные космическим аппаратом «Венера-15» 24 ноября 1983 г. (а) при 127-элементной модулирующей М-последовательности сигнала и 25 ноября 1983 г. (б) при 31-элементной М-последовательности

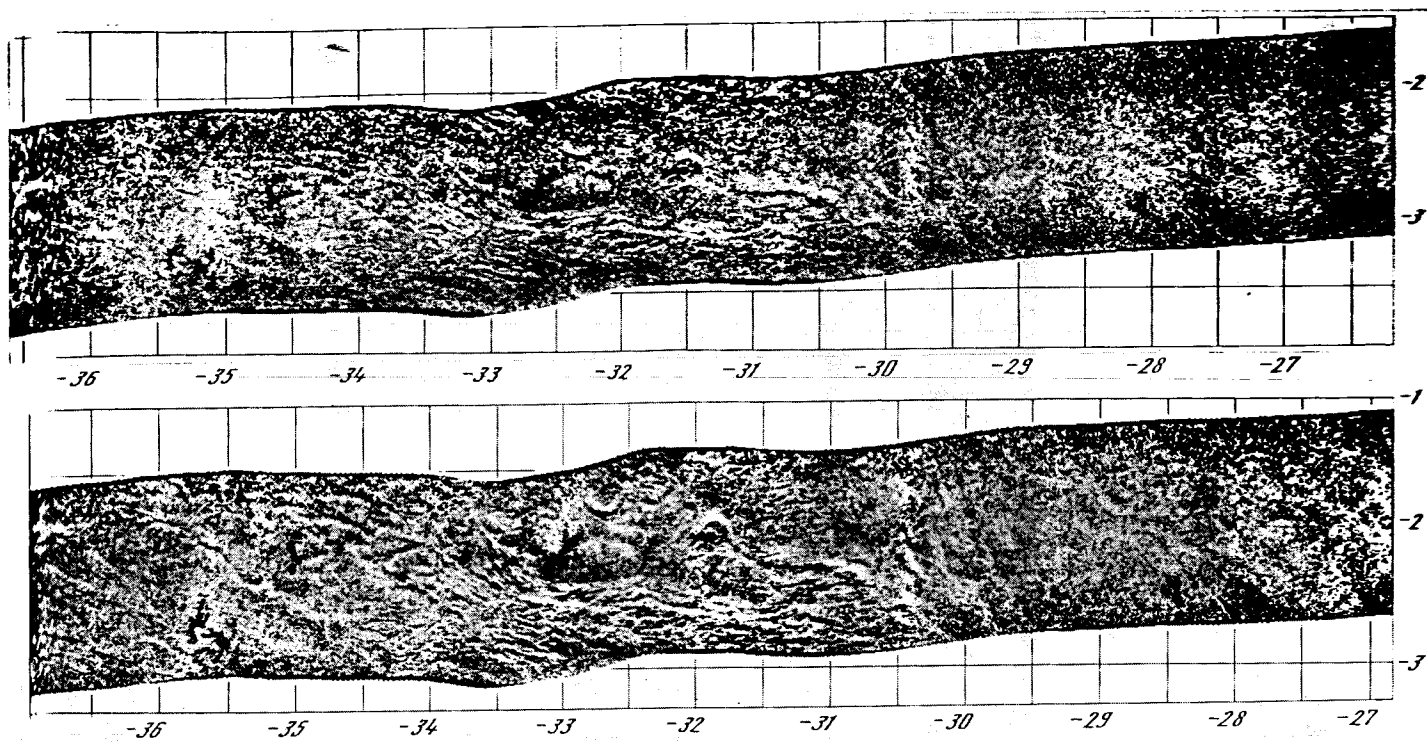


Рис. 14. Первое радиолокационное изображение поверхности Венеры, снятое 16 октября 1983 г. космическим аппаратом «Венера-15» и полученное 21 октября 1983 г. после обработки только половины информационных массивов (верхний снимок). В дальнейшем при обработке использовались все информационные массивы (нижний снимок)

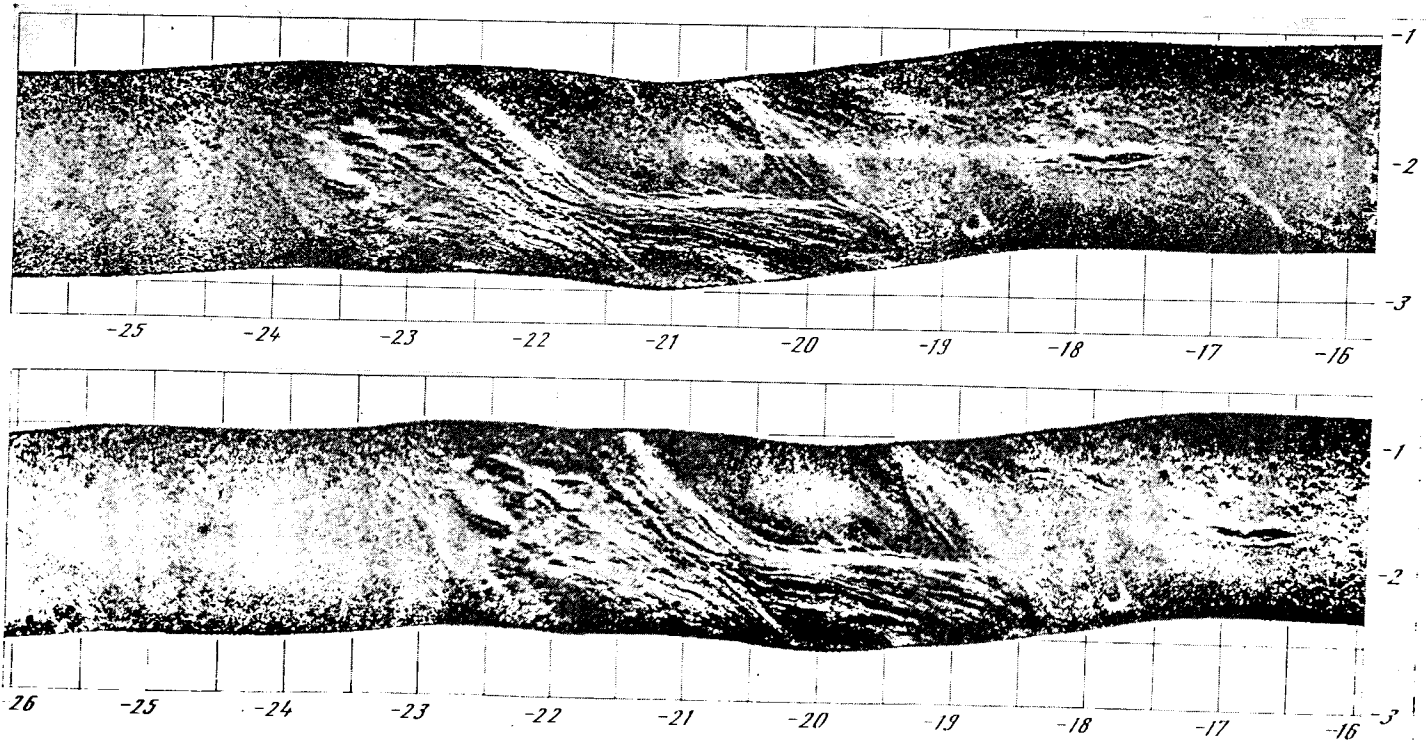


Рис. 15. Радиолокационные изображения одного и того же района поверхности Венеры, полученные космическим аппаратом «Венера-16» 20 октября 1983 г. и 3 июля 1984 г., т. е. спустя 8 месяцев

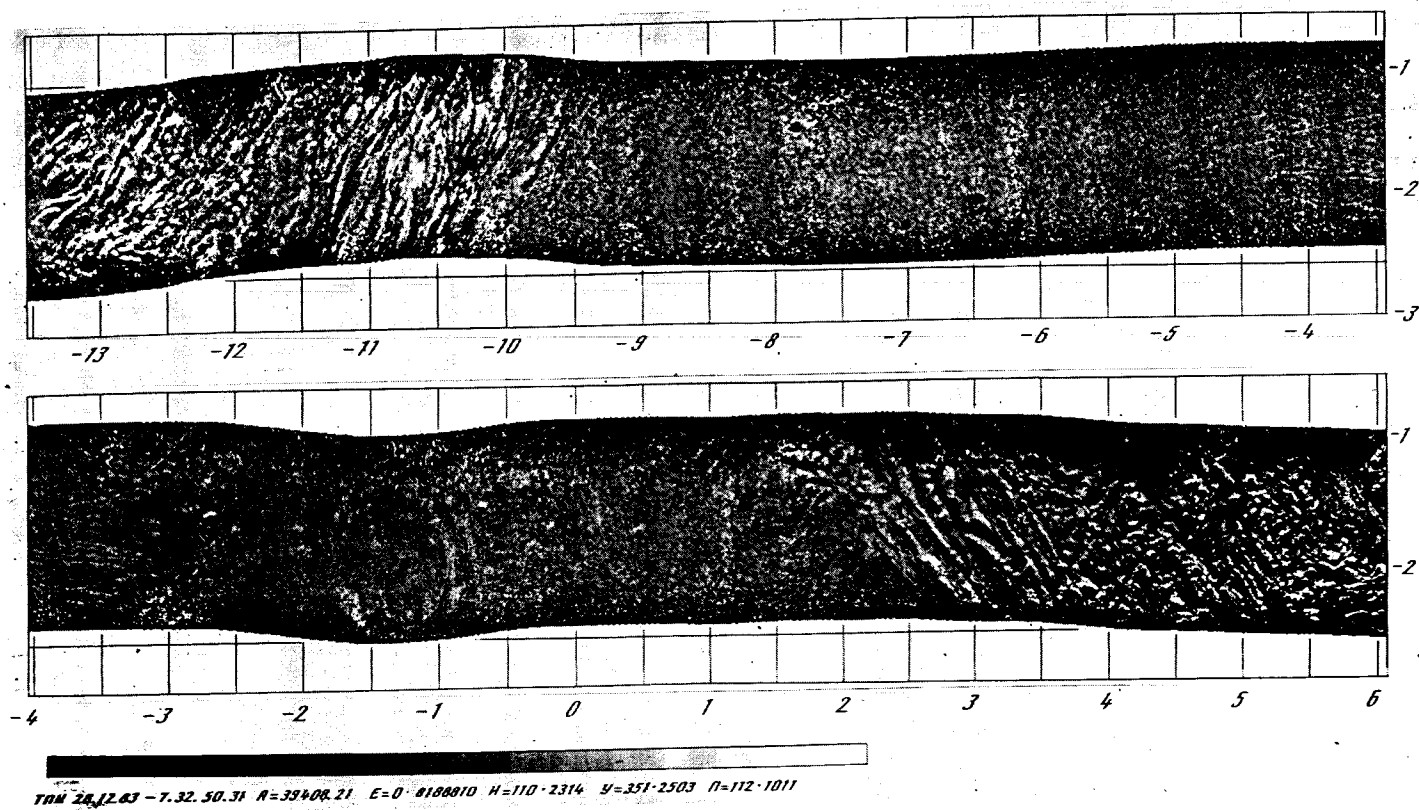


Рис. 16. Радолокационное изображение района Земли Иштар, полученное космическим аппаратом «Венера-15» 28 декабря 1983 г.

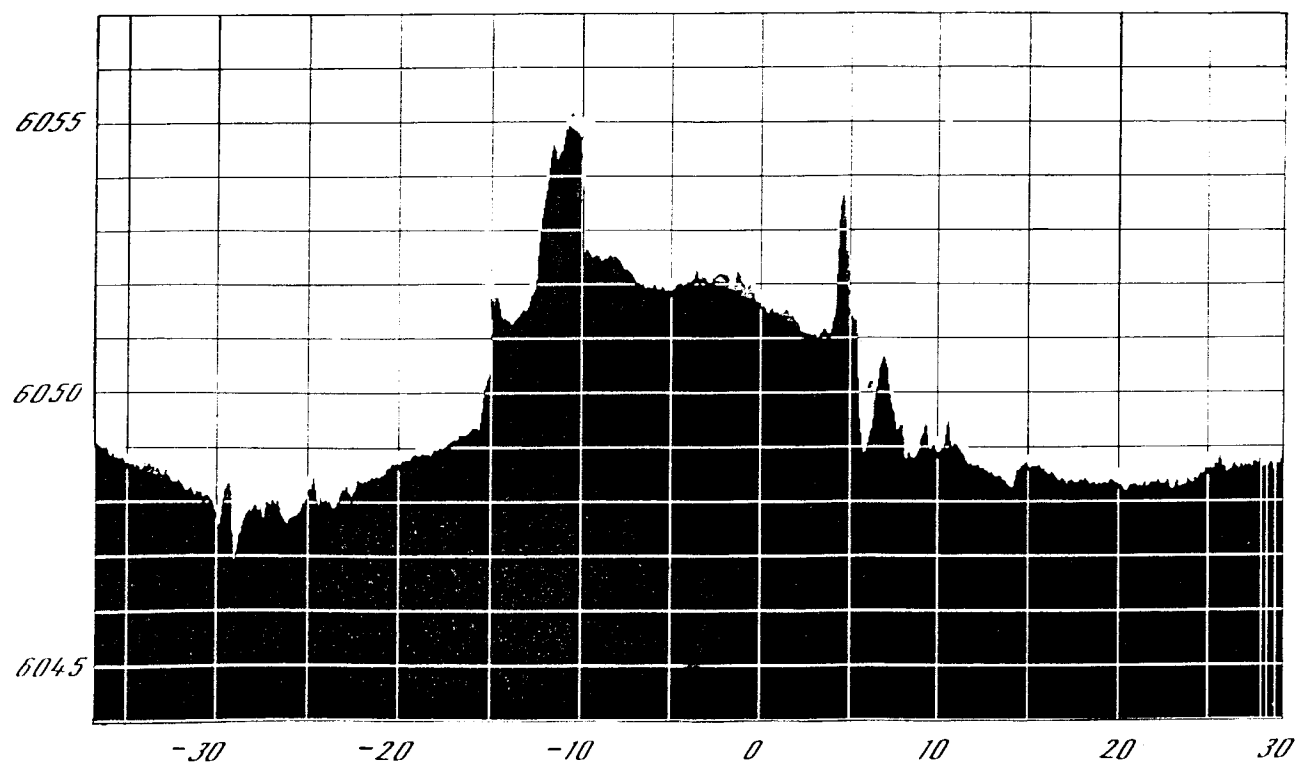
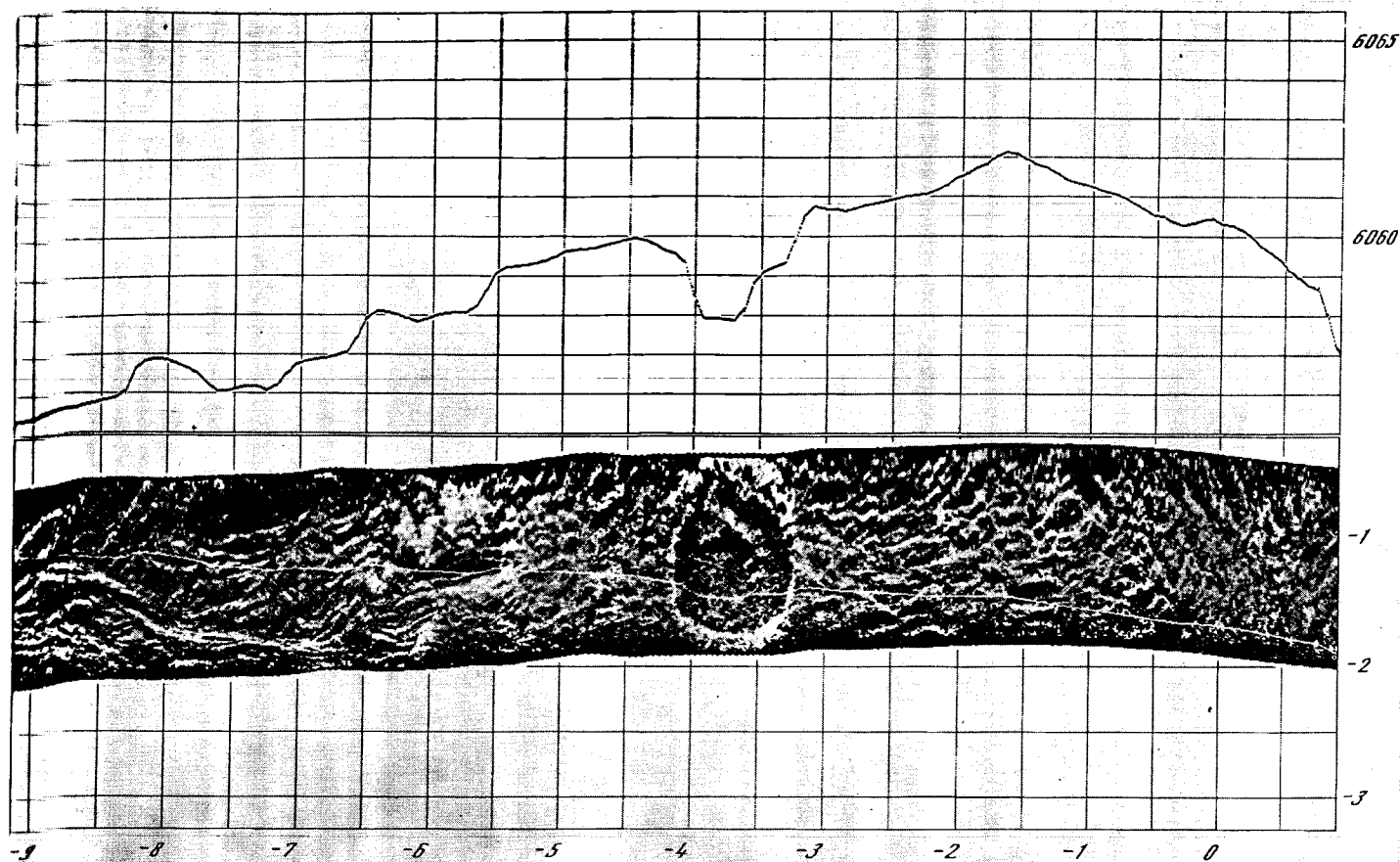


Рис. 17. Профиль высот поверхности Венеры в районе, изображенном на рис. 16, полученный космическим аппаратом «Венера-15» 22 декабря 1983 г.



↑
Рис. 18. Радиолокационное изображение района Гор Максвелла, полученное космическим аппаратом «Венера-16» 20 января 1984 г. Вверху приведен профиль поверхности по трассе полета космического аппарата 17 января 1984 г., отмеченной на снимке белыми точками.

Рис. 19. Съемка с двумя кратерами ударного происхождения, у одного из которых дно выглядит необычно радиоярким.

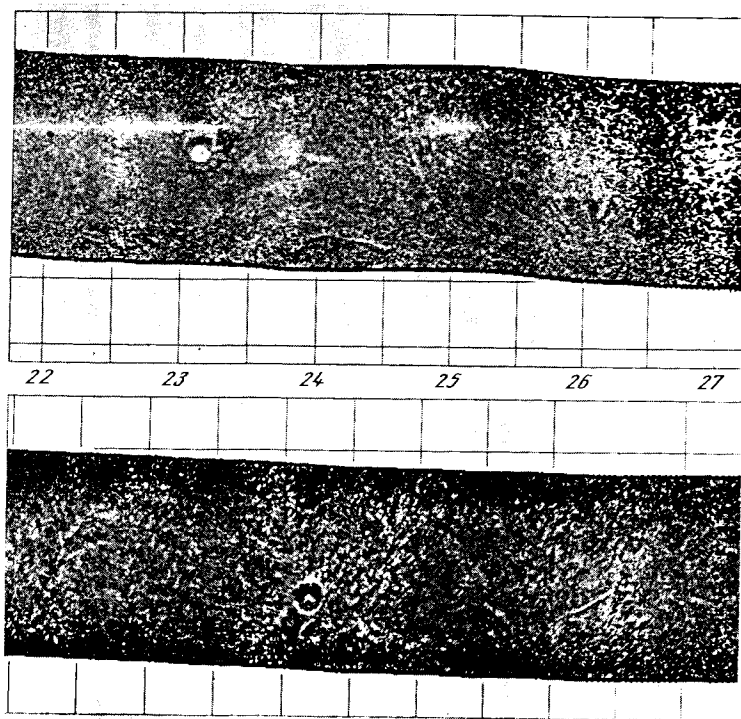
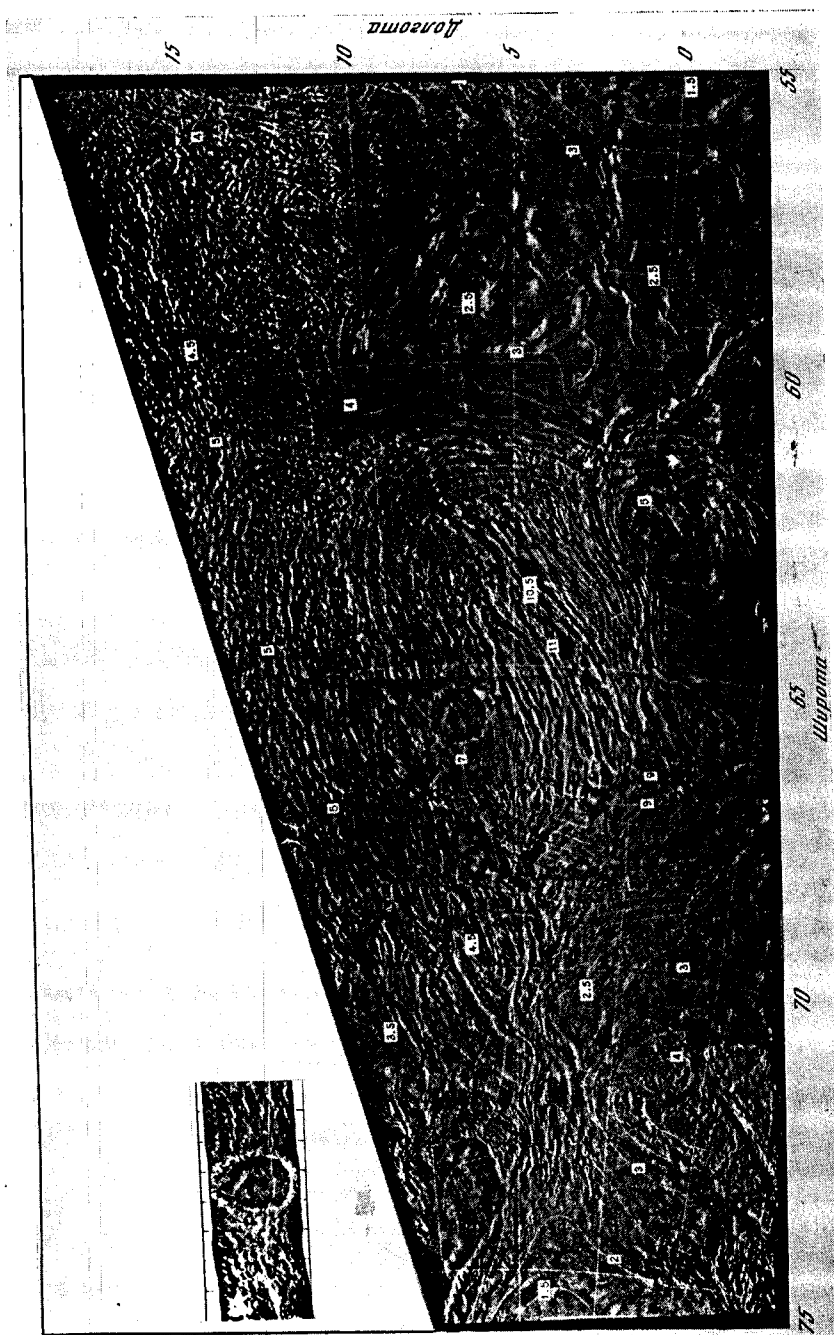


Рис. 20. Фотокарта Гор Максвелла, построенная по результатам радиолокационной съемки космического аппарата «Венера-16» с 12 по 25 января 1984 г.

Проекция нормальная равноугольная, коническая Ламберта — Гаусса. Стандартные параллели 58,3° и 72,4°. Линии равных высот следуют с шагом 0,5 км относительно среднего радиуса планеты 6051 км. Радиоволны падают с востока.

↓



стоянии 4—5° вдоль меридиана. Околополярной равнине, впервые открытой космическими аппаратами «Венера-15 и -16», дано название «Снегурочка».

Радиолокационные изображения поверхности Венеры, полученные космическим аппаратом «Венера-16» 20 октября 1983 г. и 3 июля 1984 г., т. е. спустя 8 месяцев, когда Венера совершила оборот вокруг своей оси и под орбитой оказалась та же самая область⁴, приведены на рис. 15. От начала снимка до —24° на верхнем фото (соответственно до —23° на нижнем) продолжается та же самая равнина, которой закончился рис. 14. Затем она прерывается молодой складчатой областью протяженностью около 500 км. Множество параллельных горных хребтов пересекают трассу под углом около 45°, затем меняют направление и тянутся вдоль трассы на сотни километров, медленно расходясь. В конце под углом 45° примыкает вторая горная область. Как можно заметить, горные складки не несут заметных следов водной эрозии, создающей поперечные овраги и долины, проявляющиеся на земных снимках в виде характерной «елочки».

Затем рельеф становится более спокойным. Наиболее примечательной деталью в этой области являются два горных образования на —18,2° ÷ —17,4° (—17,2 ÷ —16,4°), вытянутые вдоль трассы на 80 км. Ширина их у основания 15—20 км. На —18,8° (—17,8°) находятся полуразрушенный кратер диаметром 15—20 км. Заметных изменений на поверхности Венеры за 8 месяцев, судя по этим снимкам, не наблюдается.

Расшифровать видимые на снимках образования помогает радиовысотомер-профилограф. На рис. 16 полоса съемки прошла через Землю Иштар. Профиль высот в этом районе приведен на рис. 17, в середине которого находится Плато Лакшми, приподнятое на 4—5 км над окружающей местностью. Из сравнения обоих рисунков (с учетом разницы масштабов) следует, что центральную часть Плато занимает однородная равнина, а края (из них правый носит название Уступа Весты) выглядят сильно пересеченными.

На рис. 18 изображен район Гор Максвелла с кратером Патера Клеопатра диаметром около 100 км. С радиолокационным изображением совмещен профиль высот, полученный тремя днями раньше вдоль трассы, которая показана белой линией. Максимальная высота горного массива для данного профиля составляет 11 км над средним радиусом Венеры, в качестве которого Международный астрономический союз принял значение 6051 км. Кратер, который пересекла трасса измерений высоты, расположен на склоне горного массива и имеет сложную форму. Из со-

⁴ В середине июля 1984 г., когда Венера проходила за Солнцем, связь с аппаратами прекратилась на несколько дней. Чтобы снять пропущенную в этот период область, плоскость орбиты космического аппарата «Венера-16» была повернута назад на некоторый угол. Вследствие этого та же самая область оказалась под орбитой на 2 недели позже полного оборота Венеры (243 сут).

поставления изображения с профилем следует, что внутри большего кратера глубиной около 1,5 км находится второй, меньшего диаметра, дно которого опущено еще на 1 км.

Заметим, что значительное отклонение местного радиуса от величины 6051 км, принятой за радиус сферы, на которую наносится изображение, привело к заметным перспективным искажениям формы кратера и его смещению, которое было учтено при нанесении трассы радиовысотомера-профилографа на изображение.

На поверхности Венеры обнаружены интересные явления, вызванные аномальным характером отражения радиоволн. На рис. 19 изображен сюжет с двумя кратерами ударного происхождения диаметром 15—20 км, у одного из которых дно выглядит необычно ярким. Здесь уровень отраженного сигнала возрастает примерно на 10 дБ по сравнению с окружающей местностью. Вероятно, это явление вызвано не только абсолютным увеличением отражательной способности дна кратера, но и меньшей величиной обратного рассеяния окружающей равнины по сравнению со средним значением его для поверхности Венеры в целом. При калибровке яркости по среднему значению в пятне размером 160 км на 160 км это будет наблюдаться, если окружающая поверхность имеет много большую гладкость, чем дно кратера.

Было замечено, что в одном из районов протяженностью 200—300 км средняя мощность отраженного сигнала на выходе приемника РЛС СА уменьшилась на 5—10 дБ. В то же время на выходе приемника РВП, электрическая ось антенны которого направлена по местной вертикали, средняя мощность отраженного сигнала не только уменьшилась, а даже несколько возросла. Из этого можно заключить, что пониженное обратное рассеяние радиоволн при их наклонном падении вызвано большей гладкостью поверхности в этом районе.

Построение фотокарты области Гор Максвелла

На основе данных, полученных космическими аппаратами «Венера-15 и -16», создаются карты, которые позволят изучить процессы, протекающие на поверхности Венеры, и судить об истории развития планеты. На рис. 20 приведен фрагмент фотокарты Венеры для области Гор Максвелла, построенный по результатам радиолокационной съемки космического аппарата «Венера-16» ежедневно с 12 по 25 января 1984 г. Это наиболее детальная карта из всех существующих. При радиолокационной съемке Венеры космическим аппаратом «Пионер—Венера» [8] было установлено, что Горы Максвелла — самые высокие на Венере, однако из-за низкого пространственного разрешения достоверных заключений об их природе сделать было нельзя.

Радиолокационные изображения для каждого дня съемки наносились на сферу радиуса 6051 км в венерографической си-

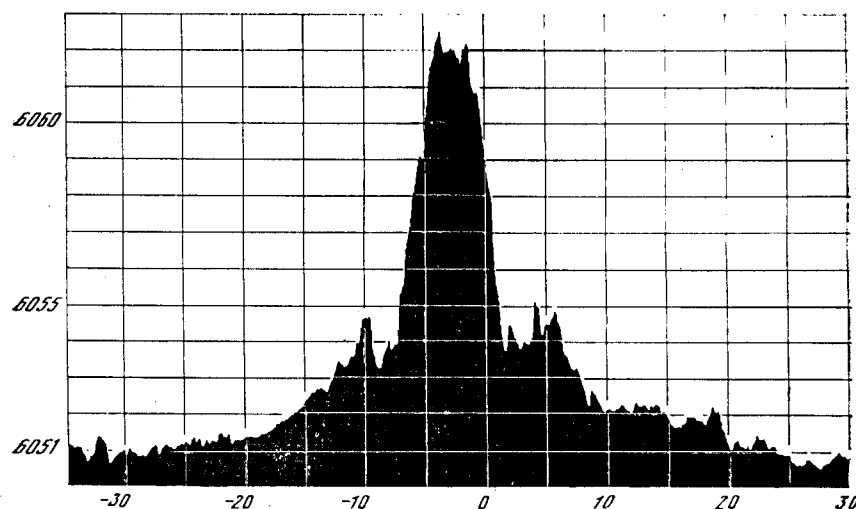


Рис. 21. Профиль высот поверхности Венеры в районе Гор Максвелла, где находится наивысшая точка поверхности Венеры, полученный космическим аппаратом «Венера-16» 14 января 1984 г.

стеме координат⁵, а затем проектировались на коническую поверхность, проведенную через две стандартные параллели. Проектирование велось цифровыми методами с шагом 0,8 км на плоскости фотоплана. Использовалась линейная интерполяция мощности отраженного сигнала по трем ближайшим точкам. В местах перекрытия соседних полос ее величина бралась с весом, убывающим линейно к краю изображения.

При построении фотокарты учитывалась высота местного рельефа и вносились поправки в координаты космического аппарата, уточненные по методике, учитывающей возмущения параметров орбиты при работе двигателей системы астроориентации. Сравнение с рис. 18 показывает, что учет высоты местного рельефа практически устраняет перспективные искажения, особенно заметные в районе кратера Патеры Клеопатра.

Линии равных высот на фотокарте следуют с шагом 0,5 км относительно среднего радиуса планеты (6051 км). Между трассами полета космического аппарата измерения интерполировались и усреднялись скользящим окном диаметром 200 км. Данным приписывался вес, линейно убывающий от 1 в центре окна до 0 на его краю. Эта методика сглаживает высотный рельеф, что заметно, например, в районе Патеры Клеопатра.

⁵ В соответствии с рекомендацией Международного астрономического союза прямое восхождение северного полюса Венеры принято 272,8°, склонение — 67,2°; период вращения — 243,01 сут. Венерографическая долгота определяется таким образом, что 20 июня 1964 г. на 0 ч эфемеридного времени долгота центрального меридиана Венеры составляла 320°.

Общая площадь представленной фотокарты составляет 2 млн км². Ее центральную часть занимают Горы Максвелла с Патерой Клеопатра, профиль которых в центральной части приведен на рис. 18. С запада к ним вплотную примыкает Плато Лакшми. Оба кратера, входящие в систему Патера Клеопатра, имеют приблизительно круглую форму. Внутренний кратер диаметром 55 км смещен к северо-востоку относительно центра внешнего кратера диаметром 95 км, где их края почти совпадают (см. профиль на рис. 18).

С запада область Патеры Клеопатра окаймлена почти параллельными хребтами, тянувшимися на сотни километров. Друг от друга они отстоят на 5—15 км. Здесь находится самая высокая область Венеры, где в овале протяженностью 400 км с севера на юг и 200 км с востока на запад высоты превышают уровень 10 км. Примерно в середине овала в 200 км к западу от Патеры Клеопатра (долгота 3°, широта 66°) находится наивысшая точка — 11,5 км, зафиксированная радиовысотометром-профилографом космического аппарата «Венера-16» 14 января 1984 г. (рис. 21). Как показывают уровни высот, северная часть возвышенности продолжается на запад, где высоты еще превышают 9 км.

Наиболее резко высота убывает в юго-западном направлении, где средний уклон составляет 2,5°. С этой стороны Горы Максвелла сдавлены массивной плитой Плато Лакшми высотой около 5 км и параллельные складки идут чаще. Складки, окаймляющие Патеру Клеопатра, прослеживаются и с востока, но здесь они носят менее четкий характер.

Светлая область, непосредственно окружающая Патеру Клеопатра, выглядит более ровной. Возможно, складки рельефа здесь засыпаны выбросом при ударе метеорита, образовавшего кратер.

С юга Горы Максвелла четко ограничены равниной высотой около 3 км. С севера складки собираются в «жгут», который, извиваясь и теряя высоту до 2 км, тянется в меридиональном направлении более чем на 500 км, а затем переходит в равнину. Это южная часть обширной приполярной равнины «Снегурочка».

Заключение

Космические аппараты «Венера-15 и -16» за 8 месяцев произвели радиолокационную съемку всего северного полушария Венеры выше 30° общей площадью 115 млн км², что составляет 25% всей поверхности планеты. Комплекс аппаратуры, созданный в ИРЭ АН СССР, позволил обеспечить непрерывную обработку поступающей информации и получение радиолокационных изображений и профилей высот поверхности Венеры. На этих изображениях видны горные хребты, кратеры, плоскогорья, складки и разломы венерианской коры. В некоторых районах обнаружен аномальный характер отражения радиоволн.

Полученный материал используется для создания карт снятой части поверхности Венеры. Эти карты позволяют изучить процессы, протекающие на поверхности Венеры, и судить об истории развития планеты.

Полет космических аппаратов «Венера-15 и -16» открыл новую эпоху в изучении природы планеты Венера.

Литература

1. Котельников В. А., Ржига О. Н., Александров Ю. Н. и др. // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1980. С. 32.
2. Ржига О. Н. // Земля и Вселенная. 1984. № 1. С. 2.
3. Ржига О. Н. // Физика Луны и планет. М.: Наука, 1972. С. 367.
4. Александров Ю. Н., Ржига О. Н., Шаховской А. М. // Космич. исслед. 1971. Т. 9. С. 904.
5. Кислик М. Д., Колыба Ю. Ф., Котельников В. А. и др. // ДАН СССР. 1980. № 3. Т. 255. С. 545.
6. Александров Ю. Н., Зятыцкий В. А., Ржига О. Н. // Астрон. журн. 1967. Т. 44. С. 1060.
7. Campbell D. B. The surface of Venus: Recent arecibo radar observations // Pap. present. XXV Plenary Meet. COSPAR. Graz, 1984. P. 15.
8. Masursky H., Eliason E., Ford P. G. et al. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85, N 13. P. 8232.
9. Буренин И. И. Радиолокационные станции с синтезированной антенной. М.: Сов. радио, 1972.
10. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы. М.: Сов. радио, 1971.
11. Вакман Д. Е., Седлецкий Р. М. Вопросы синтеза радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1973.
12. Александров Ю. Н., Захаров А. И., Крылов Г. А. и др. // Тез. докл. XIV Всесоюз. радиоастроном. конф. Ереван, 1982. С. 24.
13. Kotelnikov V. A., Bogomolov A. F., Rzhiga O. N. // Pap. present. XXV Plenary Meet. COSPAR. Graz, 1984. P. 5. (Adv. Space Res.; Vol. 8, N 8).
14. Kotelnikov V. A., Alexandrov Y. N., Dubrovina V. M. et al. // Pap. present. XXVII intern. geol. congr. Moscow, 1984. P. 38.

УДК 621.371.34

Ослабление и рассеяние миллиметровых волн в земной атмосфере и ее собственное излучение

К. А. АГАНБЕКЯН, Ю. С. БАБКИН, Г. К. ЗАГОРИН,
А. Ю. ЗРАЖЕВСКИЙ, И. А. ИСХАКОВ, А. Н. РУКИНА, А. В. СОКОЛОВ,
Е. В. СУХОНИН

В последнее время как в СССР, так и за рубежом исследованиям ослабления и рассеяния миллиметровых волн (ММВ) в земной атмосфере и ее собственного излучения уделяется большое внимание (см. обзоры [1—4]), обусловленное возможностями применения этих волн в связи, радиолокации, радио, астрономии,

радиометеорологии, при изучении природных ресурсов и т. д. [5].

Ослабление, рассеяние и собственное излучение атмосферы определяют уровень принимаемого сигнала на ММВ и радиотепловой контраст при дистанционных исследованиях окружающей среды. Молекулярное поглощение, гидрометеорное ослабление, излучение атмосферы зависят от времени года и географического района, поэтому представляет интерес изучение сезонных, широтных вариаций этих величин, получение статистических характеристик полного вертикального ослабления и нисходящего излучения атмосферы, а также развитие методов прогнозирования ослабления в дождях на наклонных трассах.

В миллиметровом (ММ) диапазоне в отличие от сантиметрового (СМ) при оценке взаимных помех в связи и локации существенным может оказаться вклад многократного рассеяния. Поэтому важно определение условий, при которых эффекты многократного рассеяния требуют учета.

1. Ослабление ММВ в свободной и облачной атмосфере

При отсутствии гидрометеоров резонансное взаимодействие волн ММ диапазона с молекулами H_2O и O_2 практически полностью определяет ослабление и излучение атмосферы [6], которые зависят как от длины волны, так и от распределения метеозлементов с высотой, и вследствие этого обнаруживают существенную изменчивость.

Вертикальное поглощение на отдельных длинах волн оценивалось ранее в предположении экспоненциального убывания ослабления с высотой в [7, 8], по эквивалентной длине пути и поглощению в приземном слое в [8—10], методом численного интегрирования в [11—15]. Результаты исследований радиотеплового излучения атмосферы приведены в [7, 12—45].

Из-за отличий в условиях наблюдения результаты исследования ослабления и излучения атмосферы, полученные в различных работах, часто несопоставимы друг с другом. Поэтому трудно получить представление о спектральных, высотных, сезонных и угломестных распределениях этих величин.

В связи с этим было выполнено теоретическое исследование зависимости интегрального поглощения и излучения слоя чистой земной атмосферы в диапазоне $\lambda = 0,75 \div 20$ мм от широты места, сезона года, направления приема излучения и высоты верхней и нижней границ слоя атмосферы.

Поглощение в водяном паре определялось по методике инженерного расчета [46], обеспечивающей согласие результатов вычисления коэффициента поглощения с опытными данными при нормальных условиях ($P = 760$ мм рт. ст., $T = 293^\circ K$, $\rho = 7,5$ г/м³) и сохранение вида зависимости $\gamma = f(P, T, \rho)$. Методика вычисления ослабления в кислороде была развита в работах [9, 37, 47—50] в предположении аддитивного вклада каждой спектральной линии в суммарный коэффициент поглощения.

Расчет резонансной части коэффициента поглощения выполнялся по формуле (4) работы [48], при этом полуширины линий были взяты в согласии с [9, 48]. Известны различные методы вычисления нерезонансной части коэффициента поглощения кислорода [37—39, 47—50, 51]. Наши оценки показали, что наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдается при использовании выражения дебаевского типа, полученного Ван Флеком. Это соотношение приведено в [47].

Для расчетов брались модели атмосферы [53], отражающие сезонные и широтные распределения T , P и ρ , близкие к наблюдаемым над территорией СССР [54]. Вертикальные профили влагосодержания для 60° с.ш., полученные в результате усреднения многолетних радиозондовых данных, взяты из работы [52].

Для различных широт северного полушария ($75-30^\circ$) было вычислено вертикальное поглощение Γ дБ, показанное для среднеиюльских условий на рис. 1. Как видно из рисунка, интегральное ослабление испытывает значительные широтные вариации. Были получены также значения вертикального поглощения для сред-

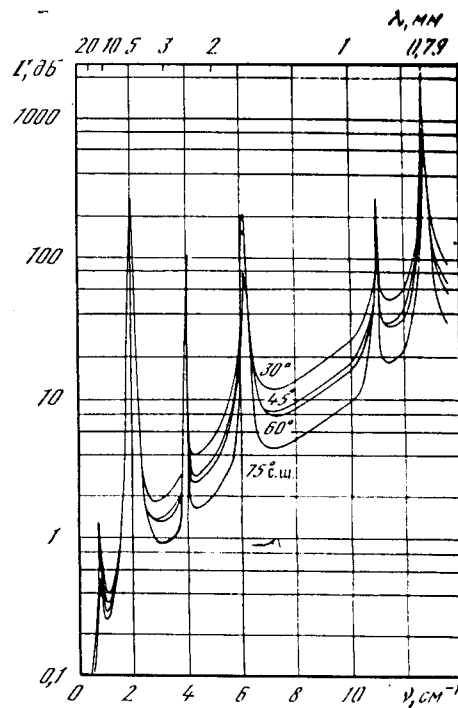


Рис. 1. Вертикальное поглощение чистой атмосферы на $75-30^\circ$ с. ш. при среднеиюльских условиях

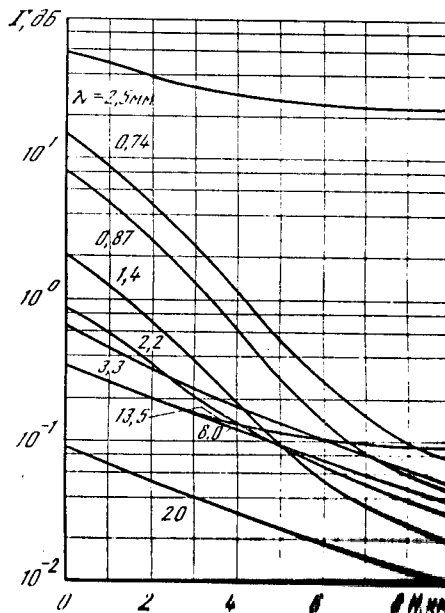


Рис. 2. Вертикальное поглощение слоя чистой атмосферы с высотой верхней границы 40 км в зависимости от высоты его нижней границы на 60° с. ш. для среднеиюльских условий, $T = 257$ К, $P = 760$ мм рт. ст., $\rho = 2,1$ г·м⁻³, $\omega = 6,0$ мм

неянварских условий. Для 60° с. ш. изменения величины Γ от зимы к лету на длинах волн $\lambda = 0,74; 0,87; 1,4; 2,2; 3,3; 8,6$ мм составляют 3,9; 3,8; 3,7; 2,9; 1,9 и 1,5 раза соответственно.

Для летних и зимних условий 60° с.ш. на отдельных длинах волн как в линиях поглощения кислорода ($\lambda = 2,5$ мм) и водяного пара ($\lambda = 13,5$ мм), так и в их окнах прозрачности ($\lambda = 0,74; 0,87; 1,4; 2,2; 3,3; 8,0; 20$ мм) вычислены изменения интегрального поглощения слоя воздуха от высоты его нижней границы [55]. Для января месяца они показаны на рис. 2. Различный ход зависимостей $\Gamma(H)$ при различных λ обусловлен неодинаковым вкладом в ослабление молекул H_2O и O_2 .

Ослабление в облаках и облачной атмосфере оценивалось по моделям облаков [40, 41], совмещенных нами со среднеиюльскими профилями метеозадающих для 60° с.ш. [52, 53]. Учитывалось молекулярное поглощение в парах воды, кислороде и аэрозольное ослабление в облаке. Влажность облака принималась 100%.

Аэрозольное вертикальное поглощение облака $\Gamma_{об}$ [дБ], вычисленное по формулам работ [56, 57], и яркостная температура облака $T_{я}$ [К] приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что облака верхнего яруса практически не вносят дополнительного затухания на ММВ. Ослабление в высоко-слоистых облаках As среднего яруса сравнимо с молекулярным поглощением в окнах прозрачности. Зато в облаках вертикального развития ($Cu med$, $Cu cong$) ММВ поглощаются во много раз больше, чем в чистой атмосфере. Зависимости вертикального ослабления слоя облачной атмосферы от изменения высоты его верхней границы для $\lambda = 3,3$ мм показаны на рис. 3. Расчетные значения затухания в облаках находятся в согласии с экспериментальными результатами [42, 58—60].

2. Радиотепловое излучение земной атмосферы

Были рассчитаны спектры радиояркостных температур чистого неба $T_{я}$ при зимних и летних условиях для ряда широт северного полушария. Результаты вычисления для среднеиюльских условий показаны на рис. 4. Сезонные вариации $T_{я}$ от зимы к лету на 60° с. ш. для $\lambda = 8,0; 3,3; 2,2; 1,4; 0,87$ мм соответственно равны 8, 37, 82, 124 и 42° К. $T_{я}$ неба существенно зависит от широты места. Вариации среднеиюльской $T_{я}$ при изменении широты от 30 до 75° с. ш. составляют на тех же длинах волн 10, 48, 90, 98, 27 К соответственно. С уменьшением длины волн $T_{я}$ заметно увеличивается и летом на широтах, меньших 60° , уже при $\lambda < 1$ мм достигает температуры воздуха в приземном слое.

Как для линий поглощения водяного пара ($\lambda = 0,92; 1,63; 13,5$ мм) и кислорода ($\lambda = 2,5; 4,96$ мм), так и для их окон прозрачности ($\lambda = 0,74; 0,87; 1,25; 2,2; 3,3; 8,0$ мм) получены зависимости излучения атмосферы от высоты ее нижней границы. Из рис. 5, видно, что для зимних условий при увеличении H атмосферы до 4 км $T_{я}$ на $\lambda = 8,0; 3,3; 2,2; 1,25$ и $0,87$ мм уменьшается соответственно на 10, 28, 42, 98, 190 К.

Таблица 1

Форма облака	λ , мм				
	1,4	2,2	3,3	4,1	8,6
Cs	$\Gamma_{об}=0,11$ $T_{я}=234$	0,11 232	0,10 74	0,10 100	0,06 24
As	$\Gamma_{об}=2,0$ $T_{я}=250$	1,8 177	1,3 123	1,4 135	0,4 42
St, Sc	$\Gamma_{об}=0,9$ $T_{я}=243$	0,7 151	0,4 90	0,3 110	0,1 26
$Cu med$	$\Gamma_{об}=4,7$ $T_{я}=267$	3,5 214	2,3 157	1,7 157	0,5 49
$Cu cong$	$\Gamma_{об}=37$ $T_{я}=282$	30 280	21 276	16 272	5,6 199

Во всем диапазоне $\lambda = 0,75 \div 20$ мм были также вычислены спектральные зависимости яркостной температуры летней и зимней атмосферы на 60° с. ш. при наблюдении с поверхности Земли для зенитных углов $\theta = 0, 20, 40, 60, 75$ и 85° . Такие зависимости для среднеиюльских условий приведены на рис. 6. В сильных линиях поглощения $T_{я}$ практически не зависит от θ . При больших θ и в окнах прозрачности $T_{я}$ приближается к температуре приземного слоя атмосферы. Угловые вариации $T_{я}$ в ММ диапазоне достигают нескольких десятков градусов и с приближением к субММ диапазону сильно уменьшаются.

Было проведено сравнение результатов выполненных расчетов $\Gamma(H)$ и излучения чистой и облачной атмосферы с данными работ, в которых достаточно полно приведены условия измерений [1, 12, 17, 19, 21, 42—45, 61—68]. Экспериментальные величины Γ_a были пересчитаны к атмосферным моделям, используемым нами, и сравнивались с расчетными значениями Γ_p . Отношения Γ_a/Γ_p для условий чистой атмосферы приведены в табл. 2.

Таблица 2

λ , мм	20	13,5	10	8,6	6,0	4,1	3,3	2,7	2,18	1,42	1,2
Γ_a/Γ_p	1,03	0,97	1,17	1,0	0,69	0,99	0,93	1,20	0,91	0,81	1,12
Литература	[43]	[62]	[63]	[44]	[64]	[65]	[66]	[12]	[1]	[67]	[68]

В табл. 3 помещены величины отклонений расчетных яркостных температур неба $T_{яp}$ от экспериментальных $\delta T_{яa}$:

$$\delta T_{я} = \frac{T_{яa} - T_{яp}}{T_{яp}} \cdot 100\%.$$

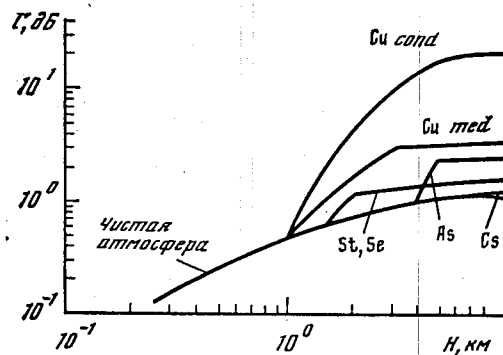
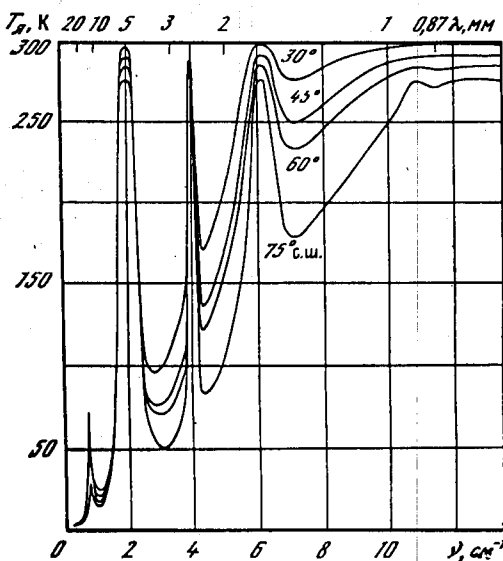


Рис. 3. Вертикальное поглощение слоя облачной атмосферы с нижней границей у поверхности Земли в зависимости от положения его верхней границы для среднеиюльских условий на 60° с. ш. на длине волны $\lambda = 3,3$ мм

Рис. 4. Яркостная температура нисходящего излучения чистой атмосферы для среднеиюльских условий на 75—30° с. ш.

Рис. 5. Зависимость яркостной температуры нисходящего излучения атмосферы от высоты ее нижней границы для среднеянварских условий на 60° с. ш.



Величины $T_{Яэ}$ сравнивались со значениями $T_{Яр}$, вычисленными по моделям, ближайшим к условиям эксперимента. Величины Γ_p и $T_{Яр}$ в целом находятся в хорошем согласии с измеренными. Отдельные отличия могут быть вызваны отклонениями конкретных высотных профилей метеозлементов и параметров облаков от использованных в расчетах.

3. Ослабление и излучение атмосферы при наличии дождя

Для оценок надежности связи на линиях Земля — ИСЗ нужны данные по статистике ослабления ММВ в дождях на наклонных трассах. Методы прогнозирования такого ослабления основываются на пространственно-временных характеристиках дождей, которые с некоторыми приближениями

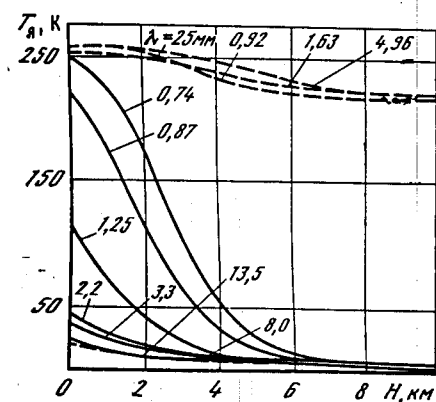


Таблица 3

λ , мм	13,5	8,0	5,6	4,1	3,3	2,7	1,63	1,4	1,25	0,92
дТЯ, %	-15	3	-4	-9	-5	-7	3	5	9	3
Литература	[45]	[42]	[21]	[19]	[66]	[12]	[17]	[17]	[17]	[17]

могут быть получены по временным распределениям интенсивностей дождей, выпадающих в заданном географическом пункте, и скорости переноса дождевых ячеек.

В окнах прозрачности атмосферы, связанных с молекулярным поглощением в водяном паре и кислороде, ММВ испытывает большое ослабление в дожде. Это ослабление является одним из факторов, влияющих на распространение волны длинноволновой части ММ диапазона ($\lambda \sim 8$ мм), которая считается перспективной для связи Земля — ИСЗ.

Поскольку выпадение осадков носит случайный характер, то при оценке надежности связи на линиях Земля — ИСЗ нужна статистика ослабления ММВ в дожде. Кроме того, необходимо разработать методы прогнозирования этого ослабления на основе пространственно-временных характеристик дождей, так как получить статистику ослабления в дожде во всех географических районах практически невозможно.

На рис. 7 приведены результаты измерений вертикального ослабления в дожде Γ_d^B на $\lambda = 8,2$ мм в зависимости от его интенсивности R , полученные в [69, 70] в центральной части Европейской территории СССР. В [70] измерения проводились по излучению Солнца, а [69] — по собственному излучению атмосферы. Значения Γ_d были получены после вычитания из полного ослабления поглощения в кислороде и водяном паре. С помощью зависимости $\Gamma_d^B(R)$, приведенной на рис. 7, можно оценить эффективную толщину слоя дождя $H_{эф}$ с однородной по высоте интенсивностью R , который оказывает такое же ослабление ММВ, что и реальный неоднородный дождь.

Величины $H_{эф}$, рассчитанные с помощью коэффициента ослабления $\gamma(R)$, взятых по рекомендации МККР из [71], при увеличении R от 5 до 50 мм/ч меняются от 2 до 2,5 км соответственно. Отметим, что в условиях центральной части ЕТС высота слоя дождя, как и уровень нулевой изотермы, могут меняться примерно от 1 до 3 км.

При исследовании распространения ММВ в дожде кроме поглощения необходимо учитывать и рассеяние. Эффекты рассеяния приводят к тому, что ослабление в сильном дожде, измеряемое по его собственному излучению, будет отличаться от истинного ослабления.

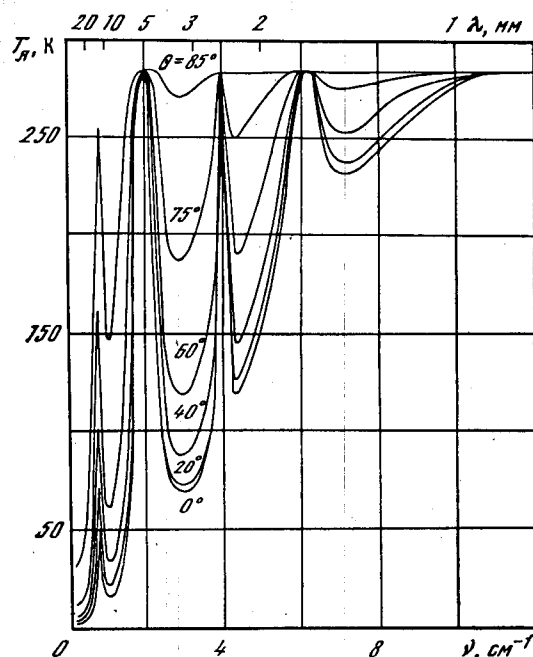


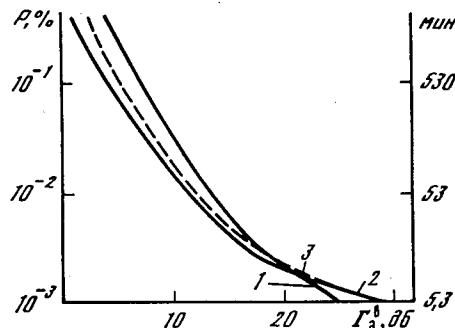
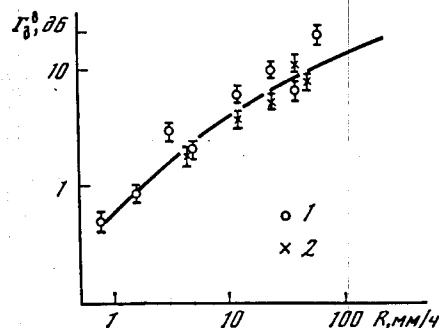
Рис. 6. Яркостная температура чистого неба для различных зенитных углов θ при среднеиюльских условиях на 60° с. ш.

Рис. 7. Зависимость вертикального ослабления в дожде на волне 8,2 мм от его интенсивности (аппроксимационная кривая)

1 — по данным работы [70];
2 — по данным работы [69]

Рис. 8. Годовые интегральные распределения вертикального ослабления в дожде Γ_D^B на $\lambda = 8,2$ мм, полученные за два цикла наблюдений

1 — с 4 июля 1978 г. по 4 июля 1979 г.;
2 — с 5 июля 1979 г. по 31 июля 1980 г., а также рассчитанное интегральное распределение (3)



В п. Зименки Горьковской области с 4 июля 1978 г. по 31 июля 1980 г. были выполнены два непрерывных годовых цикла измерений вертикального ослабления Γ^B на $\lambda = 8,2$ мм [75, 76]. Полное время наблюдений составило 5500 ч, при этом удалось измерить ослабление почти во всех осадках за исключением нескольких слабых дождей. Отметим, что максимальное ослабление Γ^B , которое можно измерить по собственному излучению атмосферы, ~ 25 дБ.

Результаты наблюдений приведены на рис. 8. Из рис. 8 видно, что при больших Γ_D^B (малых уровнях вероятности P (%)) кривые 1 и 2 достаточно близки друг к другу. При малых Γ_D^B (больших

P (%)), соответствующих слабым дождям, различие между кривыми 1 и 2 становится заметным. За теплое время года с апреля по октябрь за первый и второй годовые периоды измерений выпало соответственно 442 и 428 мм дождя, что близко к среднегодовому значению 434 мм за 10 лет наблюдений. Однако в ноябре—декабре 1979 г. в отличие от 1978 г. преобладали жидкие осадки в виде слабых дождей, с учетом которых количество выпавшего за второй период наблюдений дождя составило 505 мм.

Для сравнения на рис. 8 представлено также (кривая 3) интегральное распределение величин Γ_D^B , рассчитанное на основе среднегодового интегрального распределения интенсивности дождя для центральной части Европейской территории СССР [77] и эффективных высот ослабления волн в дожде. С учетом приведенных выше данных по количеству выпавшего дождя за два разных годовых цикла измерений можно заключить, что такой метод прогнозирования среднегодовых интегральных распределений ослабления ММВ в дожде на вертикальной трассе является приемлемым.

На рис. 9 приведены два годовых интегральных распределения радиояркостной температуры неба в зените при наличии дождя на волне 8,2 мм, которые соответствуют интегральным распределениям вертикального ослабления в дожде, представленным на рис. 8. Данные рис. 9 могут применяться при оценке статистики радиояркостных контрастов при дистанционных исследованиях окружающей среды.

4. Изучение структуры интенсивности дождя и возможности прогнозирования ослабления в нем

Временное распределение интенсивности дождя в точке можно представить в виде суммы двух распределений: первое связано с ливневыми дождями, а второе — с неливневыми. Если среднее количество жидких осадков, выпадающих за теплый период года, обозначить через $M = M_1 + M_2$, где M_1 и M_2 обусловлены соответственно ливневыми дождями с интенсивностью не менее 30 мм/ч и неливневыми дождями с интенсивностью дождя менее 30 мм/ч, а отношение M_1/M обозначить через β , то оказывается, что количество часов в году $T(R)$, в течение которых усредненная за 1 мин интенсивность дождя превышает данную величину R (мм/ч), определяется выражением [78]

$$T(R) = M \{0,03\beta \exp(-0,03R) + 0,2(1 - \beta) \times [\exp(-0,258R) + 1,86 \exp(-1,63R)]\}. \quad (1)$$

Значение границы интенсивности ливневого дождя, равной 30 мм/ч, было выбрано из двух соображений. Во-первых, оно должно быть достаточно большим, чтобы правильно описывать часть распределения с большой интенсивностью дождя. Во-вторых, оно должно быть достаточно малым, чтобы могло характеризовать географические районы, где преобладают дожди

Таблица 4

Название станции	M , мм	M_1 , мм	β
Тосненская	409	41,0	0,100
Прибалтийская	446	36,6	0,082
Подмосковная	385	34,0	0,088
Велико-Анадольская	285	58,3	0,198
Дубовская	200	34,0	0,170
Западно-Казахстанская	129	6,6	0,051
Алма-Атинская	296	17,3	0,058
Бомнакская	495	17,0	0,034
Приморская	530	26,6	0,050
Колымская	257	4,4	0,017
Махинджаури	2140	276,1	0,129

малой интенсивности. Отметим, что при выборе другого значения границы интенсивности ливневого дождя вид формулы изменится.

В табл. 4 приведены значения M , M_1 и β для некоторых районов СССР [79, 80], усредненные за 5 лет (1960—1964 гг.).

Летом 1979 и 1980 гг. в п. Зименки Горьковской обл. и в Подмосковье проводились исследования пространственной структуры интенсивности дождя R путем трансформации по методике [81] временных зависимостей в пространственные с учетом скорости переноса ячейки дождя. Сведения о скорости переноса ячейки дождя можно получить по результатам радиозондирования. Согласно [82, 83] она близка к скорости ветра на высоте 3 км над уровнем моря.

Интенсивность дождя R измерялась при помощи датчика жидких осадков (ДЖО) челночного типа с высоким разрешением по R с временем усреднения, менявшимся от 3 мин. до 4 с при измерении интенсивности дождя от 1,5 до 100 мм/ч.

Пространственные зависимости, полученные путем перемножения временных зависимостей интенсивности дождя $R(t)$ на скорость переноса ячейки дождя, позволили найти характерные размеры ячейки для разных максимальных значений $R_{\max}$. На рис. 10 приведена зависимость $d(R)$ характерного диаметра ячейки дождя, определяемого как двойное расстояние, на котором интенсивность дождя в максимуме $R_{\max}$ убывает в e раз. Для сравнения приведена также аналогичная зависимость, предлагаемая в модели интенсивности дождя для территории Западной Европы [84]. Из рис. 10 видно, что полученные экспериментальные данные по зависимости $d(R)$ хорошо согласуются с моделью [84].

Диаметр ячейки дождя d , по-видимому, зависит от географического района. Согласно [85, 86] в субтропическом и тропическом районах величины d могут соответственно в 2 и 4 раза превосхо-

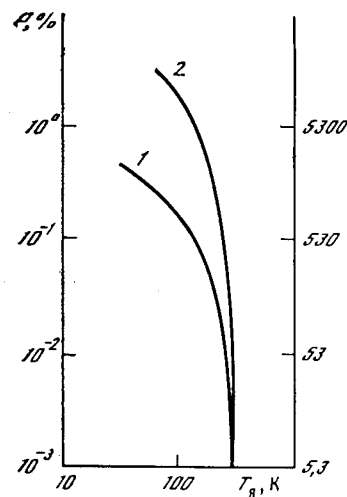


Рис. 9. Годовые интегральные распределения редкоррктной температуры неба в зените при наличии дождя на высоте $\lambda = 8,2$ мм

1 — с 4 июля 1978 г. по 4 июля 1979 г.; 2 — с 5 июля 1979 г. по 31 июля 1980 г.

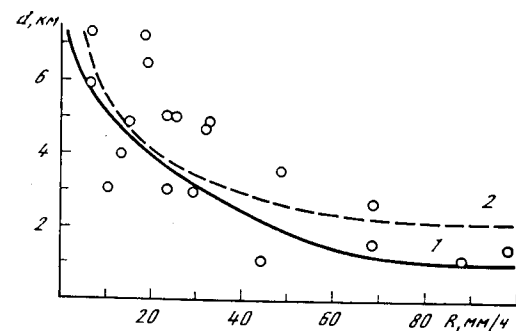
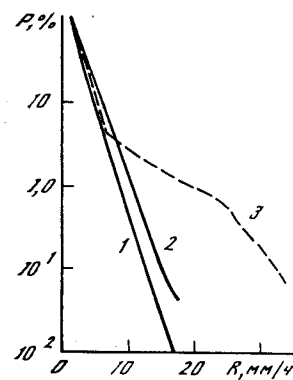


Рис. 10. Зависимости диаметра ячейки дождя от его интенсивности

1 — эксперимент; 2 — расчет по модели [84]

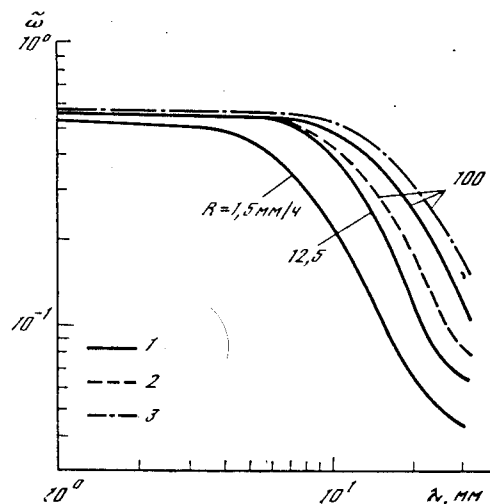


Рис. 11. Интегральные распределения интенсивности дождя для случая его одновременной записи в двух пунктах

1 — общее распределение; 2 — Горький; 3 — Зименки

Рис. 12. Спектральная зависимость отношения коэффициентов объемного рассеяния и ослабления (альбедо однократного рассеяния $\bar{\omega}$) для трех функций распределения капель по размерам

1 — по Лоусу—Нарсону; 2 — по Поликовой—Шифрину; 3 — по Бееру

дать аналогичные величины d для климатических условий Западной Европы и центральной части Европейской территории СССР.

Расстояние, на котором коэффициент корреляции r убывает в e раз, обозначим через D . Анализ пространственных функций корреляции интенсивности дождя, найденных по 60 реализациям, путем трансформации временных функций корреляции, показал, что D близко к 35 км. Отметим, что размеры области ливневых дождей составляют обычно около 35 км. Зависимость $r(d)$ можно аппроксимировать выражением

$$r(d) = \exp(-0,03d), \quad (2)$$

где d определен в километрах. Зависимости D от R установить не удалось, что находится в согласии с выводами работ [85, 87].

Летом 1982 г. проводились одновременные записи интенсивности дождя в двух пунктах, разнесенных на расстояние 24 км: г. Горьком и п. Зименки Горьковской обл. Как правило, при одновременной записи сильный ливневой дождь наблюдался только в одном пункте, в другом пункте в это время дождь шел слабый, либо вообще отсутствовал.

На рис. 11 для дождя, выпавшего 30 июня 1982 г., приведены интегральные распределения интенсивности, два из которых получены по отдельности в г. Горьком и п. Зименки, а одно является совместным распределением для указанных пунктов.

Полученные данные по пространственной структуре интенсивности дождя указывают на то, что модель [88] может использоваться при прогнозировании ослабления ММВ в дождях в толще земной атмосферы в климатических условиях центральной части ЕТС. При этом временные среднегодовые интегральные распределения интенсивности дождя могут быть получены по формуле (1).

5. Многократное рассеяние

Расчеты по теории Ми показывают, что ослабление ММВ в дождях различных интенсивностей и микроструктуры в равной степени определяются как поглощением, так и рассеянием. Этот факт наглядно иллюстрирует рис. 12.

Последовательное и полное исследование распространения ММВ в дожде требует учета всех кратностей рассеяния волн на каплях. Этого можно достичь путем решения векторного интегродифференциального уравнения переноса излучения для компонента вектор-параметра Стокса [73, 89—92].

Ниже кратко излагаются результаты теоретических исследований многократного рассеяния радиоволн миллиметрового диапазона в дождях.

Рассматривалось рассеяние плоской монохроматической волны единичной амплитуды круговой (левой) поляризации в плоскопараллельном однородном слое дождя конечной толщины, при

нормальном падении волны на слой. Капли дождя предполагались сферическими, и их размеры распределены по закону Льюиса—Парсона.

Задача решалась численными методами на ЭВМ М-4030. Вычисления проводились для четырех значений длин волн $\lambda = 2,2; 3,2; 5,0$ и $8,0$ мм и семи значений интенсивности дождя R от 1,5 до 100 мм/ч, толщина слоя принималась равной 2 и 4 км. Рассчитывались пространственные распределения таких характеристик рассеянного излучения как интенсивность, степень поляризации, коэффициент эллиптичности и угол наклона эллипса поляризации.

Как показывают расчеты, в длинноволновой части ММ диапазона вклад от рассеяний высоких порядков (выше первого) пренебрежимо мал в дождях с интенсивностями вплоть до $R \sim 15$ мм/ч. При этом интенсивность некогерентного излучения также мала в сравнении с интенсивностью ослабленного когерентного излучения. Напротив, в коротковолновой части этого диапазона волн интенсивности рассеянного и ослабленного падающего излучения становятся сравнимыми, например, на выходе из слоя дождя толщиной 2 км это имеет место при интенсивности ~ 10 мм/ч.

Важной особенностью рассеянного излучения является то, что его ослабление меньше, чем ослабление когерентного излучения, в результате чего при больших оптических толщах ($\tau \gg 1$), где интенсивность ослабленного излучения падающей волны пренебрежимо мала, форма углового распределения многократно рассеянного излучения обеих поляризаций перестает зависеть от продольной (пространственной) координаты и осуществляется так называемый глубинный режим распространения [93]. В коротковолновой части ММ диапазона это явление должно иметь место в дождях с интенсивностями более 20 мм/ч при толщине слоя более 2 км. На рис. 13 этот эффект хорошо просматривается на примере вычислений для $\lambda = 2,2$ мм, $R = 100$ мм/ч и $h = 4$ км (штрих-пунктирная кривая).

Как известно, одним из способов уменьшения отражения от осадков в радиолокации является использование волн круговой поляризации, при котором отраженный сигнал с поляризацией излученной волны в направлении на передающую антенну должен отсутствовать, если считать капли дождя сферическими, а рассеяние однократным. Вклады от рассеяний высоких кратностей, как это видно на рис. 13, сглаживают угловое распределение рассеянного назад излучения, но выигрыш от использования круговой поляризации для обнаружения объектов в условиях помех от дождя сохраняется.

Интенсивность излучения, рассеянного назад слоем на обеих поляризациях, как следует из расчетов, слабо зависит от интенсивности дождя, особенно в коротковолновой части ММ диапазона, и практически не зависит от толщины слоя, если последняя превышает 2 км при сильных дождях. Таким образом, рассеяние

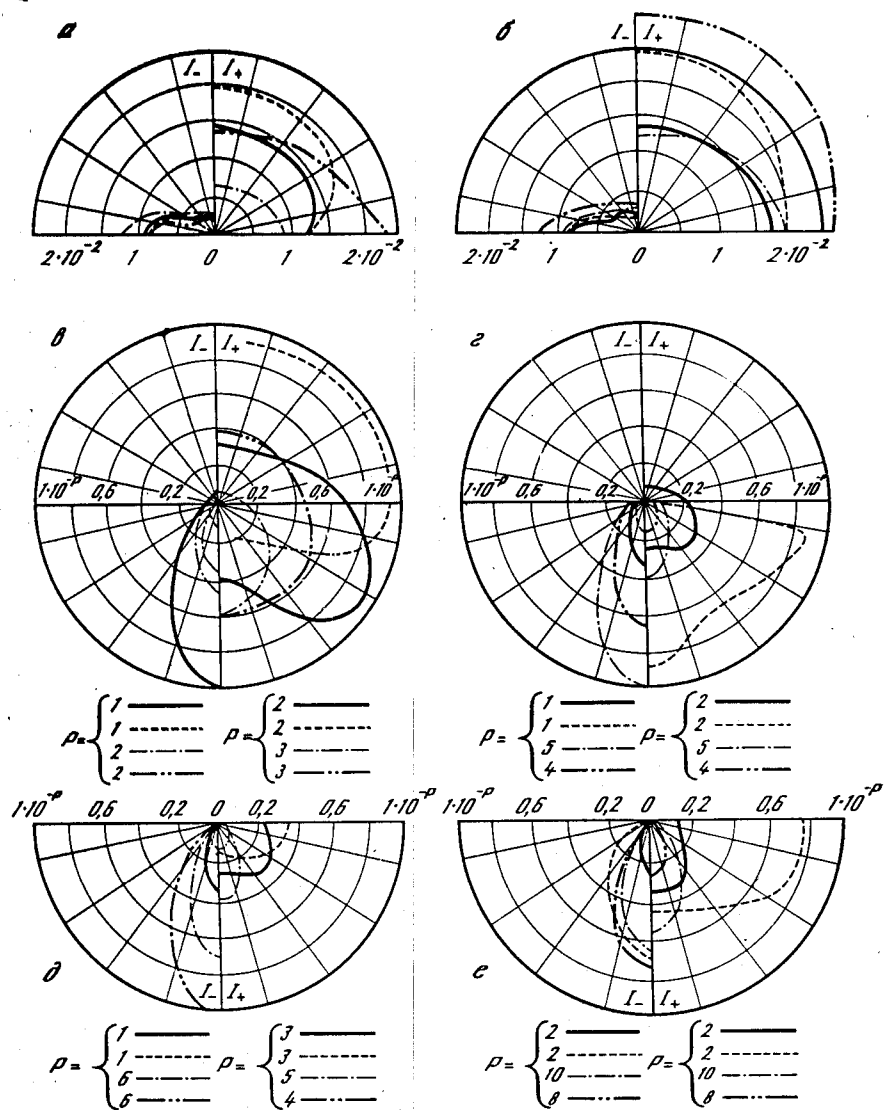


Рис. 13. Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения с длиной волны $\lambda = 2,2$ и $8,6$ мм левой — I_- и правой — I_+ поляризаций в слое дождя толщиной 2 км (левая половина рисунка) и 4 км (правая половина) с интенсивностями $R = 12,5$ и 100 мм/ч на передней границе слоя (а, б — $z = 0$ км) в центре (в, г — $z = 1$ км, $z = 2$ км) и на выходе из слоя (д, е — $z = 2$ км, $z = 4$ км)

Непрерывная кривая соответствует $\lambda = 2,2$ мм, $R = 12,5$ мм/ч; штриховая — $\lambda = 8,6$ мм, $R = 12,5$ мм/ч; штрихпунктирная — $\lambda = 2,2$ мм, $R = 100$ мм/ч; прерывистая с двумя точками $\lambda = 8,6$ мм, $R = 100$ мм/ч. Указаны значения параметра P — показателя степени масштабного множителя

ММ волн в этом случае происходит как от полубесконечного слоя.

Вследствие эффекта Ми, с укорочением длины волны падающего излучения интенсивность излучения обратнорассеянного слоем, уменьшается, а угловое распределение некогерентного излучения с левой поляризацией внутри и на выходе из слоя становится более вытянутым вперед.

Рассеяние радиоволн в дожде на линиях связи играет двойную роль — уменьшает амплитуду полезного сигнала и создает мешающий сигнал. Однако значительный уровень шумов, как показывают оценки, может иметь место лишь в ливневых дождях в коротковолновой части ММ диапазона волн при условии, что полуширина диаграммы направленности антенны превышает 10° . В этих же условиях следует ожидать и нарушение закона Бугера.

В системах, использующих поляризационное разделение каналов, рассеяние на каплях ухудшает работу из-за деполяризации полезных сигналов, причем рассеяние первого порядка на сферических каплях не дает вклада в ортогональную составляющую сигнала в направлении вперед, которая таким образом полностью обусловлена в этом случае многократным рассеянием. Представленные на рис. 13 результаты вычислений рассеянного излучения правой поляризации получены без учета того, что в действительности капли сфероидальные и, следовательно, дают нижнюю границу значения интенсивности деполяризованной составляющей рассеянного излучения; компонента излучения с правой поляризацией не может быть скомпенсирована методами, предложенными в [94].

В заключение авторы благодарят Г. М. Стрелкова за обсуждение содержания, Е. П. Новичихина за помощь при вычислениях и Н. Н. Кирину за подготовку материалов статьи.

Литература

1. Кисляков А. Г., Станкевич К. С. // Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9/10. С. 1244. (Изв. вузов.)
2. Жевакин С. А., Наумов А. П. // Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9/10. С. 1213. (Изв. вузов.)
3. Соколов А. В. // Итоги науки и техники. Радиотехника, 1974. Т. 5. С. 5.
4. Соколов А. В., Сузюнин Е. В. // Итоги науки и техники. Радиотехника. 1980. Т. 20. С. 107.
5. Сколник М. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1972. № 5. С. 3.
6. Жевакин С. А., Наумов А. П. // Радиофизика. 1963. Т. 6, № 4. С. 674. (Изв. вузов.)
7. Жевакин С. А., Троицкий В. С., Цейтлин П. М. // Радиофизика. 1958. Т. 1, № 2. С. 19. (Изв. вузов.)
8. Жевакин С. А., Троицкий В. С. // Радиотехника и электроника, 1959. Т. 2, № 1. С. 21.
9. Жевакин С. А., Наумов А. П. // Радиофизика. 1966. Т. 9, № 3. С. 433. (Изв. вузов.)
10. Кисляков А. Г. // Радиофизика. 1966. Т. 9, № 3. С. 451. (Изв. вузов.)
11. Reber E. E., Mitchel R. L., Carter G. I. // Microwave J. 1969. Vol. 12, N 11. P. 75.

12. Gibbins C. I., Gordon-Smith A. C., Croom D. L. // Planet. and Space Sci. 1975. Vol. 23, N 1. P. 61.
13. Thessing H. H., Caplan P. J. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, N 5. P. 538.
14. Rossenblum E. S. // Microwave J. 1961. Vol. 4, N 3. P. 91.
15. Ulabi F. T., Straiton A. W. // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1969. Vol. 17, N 3. P. 337.
16. Саломонович А. Е., Атаев О. М. // Радиофизика. 1960. Т. 3, № 4. С. 606. (Изв. вузов).
17. Исаев Ф. Ф., Кирьянов А. П., Кузнецов А. Ф. и др. // Радиофизика. 1973. Т. 16, № 8. С. 1160. (Изв. вузов).
18. Зражевский А. Ю., Исаков И. А., Климов В. В., Соколов А. В. // Радиофизические исследования атмосферы: Тр. Всесоюз. симпоз. по радиофиз. исслед. атмосферы, октябрь 1975. Л.: Гидрометеониздат, 1977. С. 122.
19. Ваксер И. Х., Желтоног К. С., Комяк В. А., Шарапов Л. И. // Там же. С. 159.
20. Алешин В. И., Наумов А. П., Плечков В. М. и др. // Там же. С. 99.
21. Троцкий А. В. // Там же. С. 105.
22. Шукин Г. Г., Бобылев Л. П., Васицкая М. А. и др. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Казань, 1975. Ч. 2. С. 26.
23. Справочник по радиолокации / Пер. с англ. под ред. М. Сколник. М.: Сов. радио, 1978. Т. 4. С. 376.
24. Муравьева А. Б., Парицков А. А., Розанов Б. А. и др. // Тез. докл. Всесоюз. симпоз. по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере, 25—27 октября 1976. М., 1976. С. 277.
25. Ваксер И. Х., Комяк В. А., Лавда А. С., Малышенко Ю. И. // Тез. докл. II Всесоюз. симпоз. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам, Харьков, 13—15 сентября 1978. М., 1978. Т. 2. С. 167.
26. Аганбекян К. А., Зражевский А. Ю., Исаков И. А., Попелишева Н. С. // Тез. докл. II Всесоюз. симпоз. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам, Харьков, 13—15 сентября. М., 1978. Т. 2. С. 159.
27. Исаков И. А., Зражевский А. Ю., Аганбекян К. А., Рукина А. Н. // Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Горький, июнь 1981. М.: Наука, 1981. Ч. 2. С. 86.
28. Fedoseev L. I., Kuznetsov I. V. // Intern. J. Infra. and Millimet. Waves. 1980. Vol. 1, N 3. P. 373.
29. Борин В. П., Наумов А. П. // Тр. V Всесоюз. совещ. по радиометеорологии, 5—19 мая 1978. Кишинев. М.: Гидрометеониздат, 1981. С. 169.
30. Бобылев Л. П., Шукин Г. Г. // Там же. С. 228.
31. Жаркова Н. А., Парицков А. А., Попов С. А. и др. // Там же. С. 254.
32. Hofer R., Schanda E. // Proc. URSI meet. microwave scattering and emission from the Earth. Berne, 1974. P. 17.
33. Grüner K. // Ibid. P. 151.
34. Schuchardt I. M., Newton I. M., Morton T. P., Gagliano I. A. // Microwave J. 1981. Vol. 25, N 6. P. 15.
35. Кайдаковский М. Н., Магомадова Т. А., Стоцкий А. А., Чернышев В. И. // Радиофизика. 1976. Т. 19. № 11. С. 1644. (Изв. вузов).
36. Плечков В. М. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5, № 9. С. 970.
37. Meeks M. L., Lilley A. E. // J. Geophys. Res. 1963. Vol. 68, N 6. P. 1683.
38. Barrett A. H., Kuiper I. W., Lenoir W. B. // Ibid. 1966. Vol. 71, N 20. P. 4729.
39. Tolbert C. W., Straiton A. W. // Proc. IEEE. 1963. Vol. 51, N 12. P. 1754.
40. Акимонова А. Б., Кутуза Б. Г. // Радиотехника и электроника. 1978. № 9. Т. 23. С. 1792.
41. Westwater R. // NOAA Techn. rep. ERL 219-WPL 18. Boulder (Colo.), 1972. P. 4.

42. Башаринов А. Е., Кутуза Б. Г. // Труды ГГО. Л.: Гидрометеониздат, 1968. Вып. 222. С. 100.
43. Плечков В. М. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. № 2. С. 182.
44. Lo Lai-Iun, Fannin B. M., Straton A. W. // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1975. Vol. 23, N 6. P. 782.
45. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г. // Труды ГГО. 1968. Вып. 222. С. 62.
46. Зражевский А. Ю. // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21, № 5. С. 951.
47. Van Vleck J. H., Weisskopf V. F. // Rev. Mod. Phys. 1945. Vol. 17. P. 227.
48. Жевакин С. А., Наумов А. П. // Радиотехника и электроника. 1965. Т. 10, № 6. С. 987.
49. Gordon R. I. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 46, N 2. P. 448.
50. Reder E. E. // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 77, N 21. P. 3831.
51. Carter C. I., Mitchell R. L., Reber E. E. // Ibid. 1968. Vol. 73, N 10. P. 3113.
52. Комаров В. С. // Тр. НИИ агроклиматологии. М., 1971. Вып. 70. С. 66.
53. US standard atmosphere supplements 1966. Wash. (D. C.): US Gov. Print. Off., 1966.
54. Гайгерова С. С., Жорова Э. Д., Ефимова Н. А. и др. // Метеорология и гидрология. 1972. № 2. С. 38.
55. Исаков И. А., Аганбекян К. А., Зражевский А. Ю. Поглощение и излучение безоблачной атмосферы Земли в ММ диапазоне волн: Препринт. М.: ИРЭ АН СССР. 1981. № 4 (307). С. 48.
56. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. С. 188.
57. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Л.: Гидрометеониздат, 1972. С. 348.
58. Заболотный В. Ф., Зинченко И. И., Исаков И. А. и др. // Радиофизика. 1980. Т. 23, № 9. С. 1020 (Изв. вузов).
59. Исаков И. А., Сухолин Е. В., Чернышев В. И. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 19. С. 2043.
60. Заболотный В. Ф., Зинченко И. И., Исаков И. А. и др. // Тр. V Всесоюз. совещ. по радиометеорологии, 15—19 мая 1978, Кишинев. М.: Гидрометеониздат, 1981. С. 239.
61. Аблязов В. С., Башаринов А. Е., Горелик А. Г. и др. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по распространению радиоволн, секция 4, Иркутск, 1972. М.: Наука, 1972. С. 3.
62. Митник Л. М. // Радиофизические исследования атмосферы: Тр. Всесоюз. симпоз. по радиофизическим исследованиям атмосферы, октябрь 1975. Л.: Гидрометеониздат, 1977. С. 208.
63. Dicke R. H., Beringer R., Kuhl R. L., Vane A. B. // Phys. Rev. 1946. Vol. 70, N 5/6. P. 340.
64. Дмитриенко Д. А., Дмитриенко Л. В., Дугин Н. А. и др. // Радиофизика. 1973. Т. 16, № 12. С. 1816 (Изв. вузов).
65. Кисляков А. Г., Пиконов В. П., Стражнева К. М. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 3. С. 321.
66. Shimabukuro F. I. // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1966. Vol. 14, N 22. P. 228.
67. Кузнецов Н. В., Куликов Ю. Ю., Федосеев Л. И., Швецов А. А. // Тез. докл. Всесоюз. симпоз. по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере, 25—27 октября 1976. М., 1976. С. 272.
68. Кукин Л. М., Лубяко Л. В., Федосеев Л. И. // Радиофизика. 1967. № 6, т. 10. С. 747 (Изв. вузов).
69. Бабкин Ю. С., Сухолин Е. В., Чернышев В. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. С. 214.
70. Кутуза Б. Г. // Труды ГГО. Л.: Гидрометеониздат, 1968. Вып. 222. С. 111.
71. Maggiori D. // Alta freq. 1981. Vol. 50. P. 262.
72. Zavody A. M. // Proc. IEEE. 1974. Vol. 121. P. 257.

73. Ishimaru A., Cheung R. L. T. // Radio Sci. 1980. Vol. 15. P. 507.
74. Chadha R. // J. Inst. Elec. and Telecommun. Eng. 1979. Vol. 25. P. 333.
75. Бабкин Ю. С., Сухонин Е. В., Чернышев В. И. // Тез. докл. III Всесоюз. симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам, Горький, 1980. М.: Наука, 1980. Т. 1. С. 271.
76. Бабкин Ю. С., Сухонин Е. В., Чернышев В. И. // Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн, Горький, 1981. М.: Наука, 1981. Т. 2. С. 99.
77. Рукина А. Н., Сухонин Е. В. // Метеорология и гидрология. 1977. № 7. С. 93.
78. Rice P. L., Holmberg N. R. // IEEE Trans. Commun. 1973. Vol. 21. P. 1131.
79. Алибегова Ж. Д. Структура полей жидких осадков за короткие интервалы времени. Л.: Гидрометеоздат, 1975. С. 134.
80. Влажность воздуха, атмосферные осадки, снежный покров: Справочник по климату СССР. Л.: Гидрометеоздат, 1968. Вып. 1—30.
81. Bussey H. E. // Proc. IRE. 1950. Vol. 38. P. 781.
82. Holland D. J. // Meteorol. Mag. 1967. Vol. 96. P. 193.
83. Harden B. N., Norbury J. R., White W. J. K. // IEEE J. Microwaves, Opt. and Acoust. 1977. Vol. 1. P. 197.
84. Misme P., Fimbel J. // Ann. télécommun. 1975. Vol. 30. P. 149.
85. Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Рукина А. Н. Описание моделей для расчета среднестатистической вероятности ослабления в дождях радиоволн с частотами 10—300 ГГц: Препринт. М.: ИРЭ АН СССР. 1981. № 22 (325).
86. Aiayi G. O. // Ann. télécommun. 1982. Vol. 37. P. 477.
87. Morita K., Higuti I. // Rev. Elec. Commun. Lab. 1971. Vol. 19. P. 798.
88. Misme P., Waldenfel Ph. // Radio Sci. 1980. Vol. 15. P. 655.
89. Delogue P., Sobieski P. // Ann. télécommun. 1977. Vol. 32, N 11/12. P. 377.
90. Capsoni C., Manri M., Paraboni A. // Ibid. P. 409.
91. Oguchi T. // J. Radio Res. Lab. 1980. Vol. 27, N 122/123. P. 1.
92. Ishimaru A., Woo R., Armstrong J. W., Blackman D. C. // Radio Sci. 1982. Vol. 17, N 6. P. 1425.
93. Дожке Х. // Астрофизика. 1974. Т. 10, вып. 2. С. 205.
94. Lin-Shan Lee. // IEEE Trans. Commun. 1979. Vol. 27, N 2. P. 502.

УДК 621.371

Радиофизические исследования турбулентной структуры межпланетной и околосолнечной плазмы

Н. А. АРМАНД, А. И. ЕФИМОВ, О. И. ЯКОВЛЕВ

Введение

Радиофизические методы исследований с использованием космических аппаратов оказались эффективным средством изучения разнообразных космических объектов. К традиционно изучаемой атмосфере Земли [1, 2] последовательно добавлялись атмосферы планет [3—10], ионосфера Луны [11], атмосферы спутников

Юпитера и Сатурна [12, 13]. Были получены уникальные данные, в том числе о турбулентности планетных атмосфер. Оказалось, что форма пространственного спектра планетной турбулентности в большинстве случаев описывается степенной функцией, причем показатель степени (спектральный индекс) близок к его величине для спектра Колмогорова—Обухова. Высказывается предположение, что он справедлив и для межзвездной среды [14].

Использование радиофизических методов для изучения неоднородной структуры межпланетной плазмы началось в период функционирования советской межпланетной станции «Марс-1» в 1962 г. Итогом первых исследований явилось обнаружение кажущегося ослабления уровня сигналов метрового диапазона, которое было объяснено уширением спектральной линии сигналов, обусловленным случайной модуляцией вследствие движения неоднородностей через трассу распространения радиоволн [15]. Изучение околосолнечной плазмы методом радиопросвечивания впервые осуществлено с помощью зонда «Пионер-6» в 1968 г. [16]. Радиофизические эксперименты по изучению регулярных свойств и неоднородной структуры межпланетной и околосолнечной плазмы осуществлялись в дальнейшем при полете космических аппаратов «Маринер-6,7» в 1970 г. [17], «Марс-2» [18] и «Маринер-9» [19] в 1972 г., «Пионер-9» в 1969/1973 гг. [20], «Марс-7» в 1974 г. [21]. Большой объем данных об условиях распространения радиоволн через корону Солнца получен при слежении за межпланетной станцией «Венера-10» [22] и работавших одновременно с ней зондов «Гелиос-1,2», «Пионер-10,11» [23], «Викинг-1,2» [24]. В результате анализа материалов наблюдений за сигналами космических аппаратов получены данные о неоднородной структуре солнечного ветра в широком диапазоне гелиоцентрических расстояний.

Настоящая статья посвящена анализу результатов различных экспериментов по радиопросвечиванию околосолнечной плазмы монохроматическими сигналами с целью выявления глобальных свойств неоднородной структуры плазмы на различных расстояниях от Солнца.

1. Теоретические основы метода радиопросвечивания

Одним из важнейших вопросов в изучении турбулентной структуры солнечной короны и межпланетной плазмы является механизм генерации турбулентности. Межпланетная плазма представляет собой естественную лабораторию, в которой волны, порождаемые явлениями неустойчивости в плазме в силу распадных процессов, приводят к турбулизации среды. По-видимому, на больших расстояниях от Солнца пространственный спектр $\Phi_N(q, R)$ (q — волновое число, R — расстояние от центра Солнца) должен быть колмогоровским, т. е.

$$\Phi_N(q, R) \sim q^{-5/3}.$$

Однако при сравнительно малых расстояниях в зоне неустановившейся турбулентности может быть $\Phi_N \sim q^{-p}$, где $p \neq 11/3$. Величина спектрального индекса p характеризует режим турбулентности и в некоторой степени характер ее происхождения (т. е. тип волн, генерирующих турбулентность). Поэтому дальнейшее изложение будет посвящено определению величин спектрального индекса p и выявлению его зависимости от расстояния до Солнца.

Подходящим для анализа видом спектра, в котором правильно отражены основные черты его асимптотического поведения, является спектр вида (см., например, [25])

$$\Phi_N(q, R) \sim C^2(R) (q_0^2 + q^2)^{-p/2} \exp(-q^2/q_m^2). \quad (1)$$

Здесь $q_0^{-1} = L$ — внешний масштаб турбулентности; q_m — волновое число, соответствующее внутреннему масштабу неоднородностей $l_m = 2\pi/q_m$; $C^2(R)$ характеризует интенсивность неоднородностей электронной концентрации на различных гелиоцентрических расстояниях R . Величина $C^2(R)$ определяется из условия равенства интеграла от пространственного спектра (1) по всем волновым числам q дисперсии флуктуаций электронной концентрации σ_N^2 . Если неоднородности изотропны, то

$$C^2(R) = \sigma_N^2(R) \frac{p-3}{2\pi^{3/2}} \frac{\Gamma(p/2)}{\Gamma((p-1)/2)} q_0^{p-3}, \quad p > 3, \quad (2)$$

$$C^2(R) = \sigma_N^2(R) \frac{1}{4\pi \ln\left(\frac{q_m}{\kappa q_0}\right)}, \quad p = 3, \quad (3)$$

$$\kappa = e\gamma^{1/2}/2; \quad \gamma = 1,781,$$

$$C^2(R) = \sigma_N^2(R) \frac{q_m^{p-3}}{2\pi\Gamma((3-p)/2)}, \quad p < 3. \quad (4)$$

Движение в замороженных в потоки плазмы неоднородностей через трассу распространения радиоволн будет создавать случайные колебания фазы, вариации частоты, флуктуации амплитуды, уширение углового и частотного спектров радиоизлучения. Анализ флуктуационных эффектов, возникающих при прохождении радиоволн через межпланетную и околосолнечную плазму, может быть выполнен на основе существующей теории распространения волн в турбулентных средах [26], однако выводы нуждаются в обобщении на случай произвольных значений спектрального индекса с учетом специфики рассматриваемой среды, заключающейся в сильной зависимости интенсивности неоднородностей от расстояния до Солнца.

Конкретизируя задачу для численных расчетов, будем в дальнейшем считать, что источник радиоволн, установленный на космическом аппарате, и точка наблюдения (на Земле) располагаются по разные стороны от Солнца на расстояниях, равных одной астрономической единице a . Излученные с космического аппарата

радиосигналы распространяются вначале в разреженной плазме, затем проходят через область наибольшего приближения трассы к Солнцу (на прицельном расстоянии ρ), где концентрация частиц имеет наибольшее для этой трассы значение. Ввиду резкого уменьшения концентрации плазмы с удалением от Солнца основное влияние на распространение радиоволн оказывает участок трассы, находящийся на минимальном расстоянии от Солнца, протяженность которого $L_0 = l\rho$, где $l = 1,2 \div 1,5$.

Следуя схеме вычислений, используемой ранее [28], можно записать выражение для спектральной плотности флуктуаций фаз для волн, прошедших слой неоднородной плазмы толщиной L_0 :

$$G_s(\Omega) = 2\pi^{3/2} r_e^2 \lambda^2 v^{-1} C^2 \frac{\Gamma((p-1)/2)}{\Gamma(p/2)} L_0 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{q_m^2 v^2}\right) \times \\ \times \left(q_0^2 + \frac{\Omega^2}{v^2}\right)^{-(p+1)/2}, \quad (5)$$

где $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, λ — длина волны, v — скорость переноса неоднородностей через трассу распространения волн, $\Omega = 2\pi F$ — частота флуктуаций, $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Интегрирование по частоте Ω в пределах от 0 до ∞ даст дисперсию флуктуаций фазы:

$$\sigma_s^2 = \frac{2\pi^2}{p-2} r_e^2 \lambda^2 C^2 q_0^{2-p} L_0. \quad (6)$$

В частности, при $p > 3$

$$\sigma_s^2 = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(p/2)}{\Gamma((p-1)/2)} \frac{p-3}{p-2} r_e^2 \lambda^2 q_0^{-1} \sigma_N^2 L_0. \quad (7)$$

При этом значение σ_s^2 соответствует точке наибольшего приближения трассы к Солнцу, т. е. $\sigma_s^2 = \sigma_s^2(\rho)$.

При дальнейшем анализе будем считать выполненными следующие условия, которые подтверждены экспериментально:

а) интенсивность флуктуаций электронной концентрации пропорциональна средней плотности частиц для этой области, т. е. $\sigma_N = \beta N_e$, где β — степень неоднородности плазмы;

б) средняя электронная концентрация при достаточном удалении от Солнца убывает пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния R , т. е. $N_e = B(R/R_\odot)^{-2}$, где $R_\odot = 0,697 \cdot 10^6$ км — радиус Солнца, при $B = 3,09 \cdot 10^5$ см⁻³ электронная концентрация на орбите Земли $N_e(215R_\odot) = 6,7$ см⁻³, что соответствует наблюдениям за длительный период;

в) неоднородности «вморожены» в потоки солнечного ветра и перемещаются вместе с ними.

В соответствии с (7) были выполнены расчеты среднеквадратичных значений флуктуаций фазы дециметровых ($\lambda = 32$ см) радиоволн для трассы протяженностью $2a$, проходящей на дистанции $\rho = 30R_\odot$ от Солнца. Степень неоднородности плазмы β предполагалась равной 0,15, а внешний масштаб турбулентности $L_0 = 10^6$ км. Результаты расчетов в зависимости от спектрального

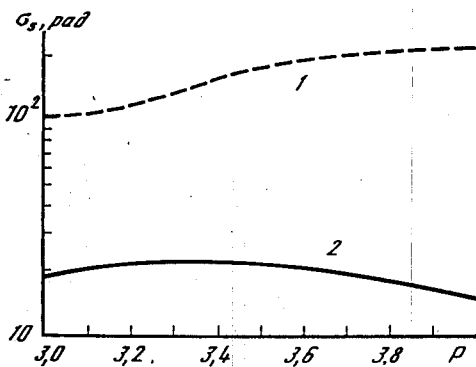


Рис. 1. Среднеквадратичные значения флуктуаций фазы дециметровых радиоволн $\lambda = 32$ см

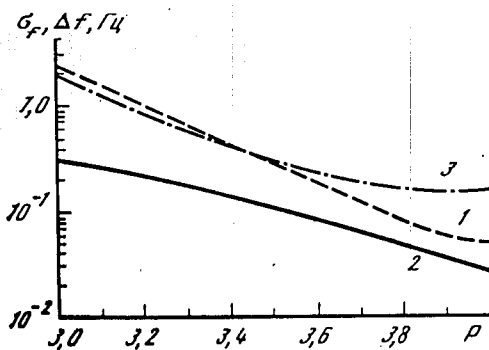


Рис. 2. Среднеквадратичные значения флуктуаций частоты (кривые 1 и 2) и ширины спектральной линии Δf (кривая 3) дециметровых радиоволн для различных значений спектрального индекса ρ

индекса ρ (пунктирная линия) приведены на рис. 1. Пределы изменения ρ взяты характерными для турбулентности солнечного ветра. Из рисунка видно, что интенсивность фазовых флуктуаций σ_s увеличивается с возрастанием спектрального индекса ρ , что указывает на существенную роль низкочастотной части спектра неоднородностей в формировании вариаций фаз. Однако наблюдения за сигналами космических аппаратов ведутся ограниченное время, что приводит к уменьшению влияния низких частот. В этом случае расчет σ_s^2 проводился путем интегрирования (5) в конечных пределах, определяемых снизу периодом наблюдения $\Delta t = 2 \cdot 10^3$ с ($F_H = 0,5 \cdot 10^{-3}$ Гц), а сверху — частотой выборок, равной 1 Гц, так что $F_B = 0,5$ Гц (кривая 2 на рис. 1). Интенсивность флуктуаций фаз уменьшилась по сравнению с кривой 1 на рис. 1 почти на порядок и несколько изменился вид зависимости $\sigma_s(\rho)$.

Рассмотрим поведение частотных флуктуаций, которые

имеют важное значение при определении параметров движения космических аппаратов. Временной спектр флуктуаций частоты может быть получен в соответствии с известным соотношением

$$G_f(\Omega) = G_s(\Omega) \Omega^2. \quad (8)$$

Дисперсия флуктуаций частоты определится интегрированием (8) по частоте

$$\sigma_f^2 = \frac{1}{4\pi^{1/2}} \frac{\Gamma((p-1)/2) \Gamma((4-p)/2)}{\Gamma(p/2)} r_e^2 \lambda^2 v^2 C^2 q_m^{4-p} L_0. \quad (9)$$

При интегрировании не учитывался множитель $\exp(-\Omega^2/q_m^2 v^2)$, поэтому (9) является приближенным соотношением и отличается от более точного [27] множителем $(2/\sqrt{\pi}) \Gamma((p-1)/2)/\Gamma(p/2)$.

Наибольшее различие достигается при $\rho = 3$ и составляет 4 п.

Результаты расчетов среднеквадратичных значений флуктуаций частоты показаны на рис. 2 для той же трассы распространения радиоволн и тех же характеристик неоднородностей. Из рисунка видно, что роль высокочастотного участка пространственного спектра турбулентности проявляется сильнее при малых значениях спектрального индекса ρ . Интенсивность фазовых и частотных флуктуаций независимо от спектрального индекса пропорциональна первой степени длины волны.

Случайная частотная модуляция гармонической несущей является причиной уширения спектральной линии. Форма спектра в общем случае (произвольные ρ) не выражается в известных функциях, но ширина спектральной линии может быть определена аналитически. Эквивалентная ширина спектра, определяемая как отношение полной энергии сигнала к максимуму спектральной плотности, имеет вид [28]

$$\Delta f = \frac{1}{2\Gamma((p-1)/(p-2))} \left\{ \frac{2\pi^{3/2}\Gamma((p-1)/2)}{\Gamma(p-1)\Gamma(p/2)\sin\left[\frac{\pi}{2}(p-2)\right]} \right\}^{1/(p-2)} \times \\ \times (r_e^2 \lambda^2 C^2 L_0)^{1/(p-2)} v. \quad (10)$$

Для $\rho > 3$

$$\Delta f = \frac{1}{2\Gamma((p-1)/(p-2))} \left\{ \pi \left(\frac{p-3}{p-2} \right) \frac{1}{\Gamma(p-2)\sin\left[\frac{\pi}{2}(p-2)\right]} \right\}^{1/(p-2)} \times \\ \times (r_e^2 \lambda^2 \sigma_N^2 L_0)^{1/(p-2)} q_0^{p-3/(p-2)} v. \quad (11)$$

Кривая 3 на рис. 2 характеризует зависимость ширины спектральной линии Δf от спектрального индекса ρ . Характеристики трассы распространения радиоволн и свойства неоднородностей приняты теми же, что и раньше. При изменении ρ в пределах от 3 до 4 ширина спектральной линии уменьшается более чем в 10 раз, т. е. уширение спектральной линии чувствительно к форме пространственного спектра неоднородностей. Следует обратить внимание на изменение частотной зависимости Δf при вариации спектрального индекса. Так, например, при $\rho = 3$ имеем $\Delta f \propto \lambda^2$, а в другом крайнем случае при $\rho = 4$ зависимость существенно слабее: $\Delta f \propto \lambda$. Форма крыльев спектров определяется видом модулирующего процесса. Если спектр флуктуаций частоты имеет степенной вид с показателем $-(p-3)$, то спектральная плотность $G_W(\delta f)$ при больших девиациях частоты $\delta f \gg \Delta f/2$ изменяется пропорционально $\delta f^{-(p-1)}$. Отклонение от этой зависимости (излом спектральной плотности) может быть связано с влиянием мелкомасштабных неоднородностей, что и может быть использовано для оценки l_m .

Комбинируя соотношения для ширины спектральной линии и для дисперсии флуктуаций частоты при наблюдениях за конечное

время получим:

$$\Delta f = \frac{1}{2\Gamma((p-1)/(p-2))} \left\{ \frac{2^{p-2} \pi^{p-1} (4-p)}{\Gamma(p-2)(p-2) \sin \left[\frac{\pi}{2} (p-2) \right]} \times \right. \\ \left. \times \frac{\sigma_f^2}{F_B^{4-p} - F_H^{4-p}} \right\}^{1/(p-2)} \quad (12)$$

Это соотношение может быть использовано для определения спектрального индекса пространственного спектра турбулентности по независимым наблюдениям уширения спектральной линии и частотных флуктуаций.

Рассмотрим корреляционную связь между флуктуациями частоты при наблюдениях в различных пунктах. Аналогичная задача для флуктуаций фазы и амплитуды разработана достаточно подробно [26]. Методика расчета корреляционной функции флуктуаций частоты базируется на соотношении

$$R_f(r) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\tau^2} [2R_s(r) - R_s(r + \tau t) - R_s(r - \tau t)] \right\}, \quad (13)$$

где $R_s(r)$ — пространственная функция корреляции флуктуаций фазы. Для изотропных неоднородностей $R_s(r) = R_s(r)$, так что

$$R_f(r) = -v^2 \left[R_s'(r) \cos^2 \varphi + \frac{R_s'(r)}{r} \sin^2 \varphi \right]. \quad (14)$$

Здесь φ — угол между направлениями базы r и скоростями движения неоднородностей. Дальнейшие вычисления основаны на использовании известного [26] выражения для автокорреляционной функции флуктуаций фазы:

$$R_s(r) = \frac{\pi k^2 L_0}{2} \int_0^\infty \Phi_e(q) \left[1 + \frac{k}{q^2 L} \sin^2 \frac{q^2 L}{k} \right] J_0(qr) q dq, \quad (15)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\Phi_e(q)$ — трехмерный спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости среды $\Phi_e(q) = (1/\pi^2) r_e^2 \Lambda^4 \Phi_N(q)$.

Конкретный вид функций $R_s(r)$ и $R_f(r)$ зависит от соотношения между величиной базы r , радиуса зоны Френеля, внутреннего и внешнего масштабов турбулентности. В рассматриваемой нами задаче выполняются следующие неравенства: волновой параметр $D = L_0/kL_0^2 \ll 1$, параметр $1/(q_m^2 L_0^2) \ll 1$, кроме того, $1/(g_m^2 L_0^2) \ll D$. Если разнос точек наблюдения r меньше радиуса зоны Френеля, то коэффициент корреляции флуктуаций частоты определяется соотношением

$$K_f(r) = \frac{R_f(r)}{\sigma_f^2} K_f^{(1)}(r) - \cos^2 \varphi \cdot K_\varphi^{(2)}(r), \quad (16)$$

где $K_f^{(1)}(r) = \Phi(2 - p/2, 2; -\pi^2 L_m^2 r^2)$,

$$K_\varphi^{(2)}(r) = 2(p-2) \{ [\Phi(2 - p/2, 2; -\pi^2 r^2/L_m^2)] - [\Phi(3 - p/2, 2; -\pi^2 r^2/L_m^2)] \}, \quad (17)$$

$\Phi(a, c, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

На рис. 3 показаны графики функции $K_f(r)$ при $\varphi = 0$ для двух значений спектрального индекса p . Когда $p = 3,0$ радиус корреляции имеет порядок внутреннего масштаба турбулентности, когда $p = 11/3$ он существенно больше.

Во втором случае, когда разнос точек наблюдения больше радиуса зоны Френеля, т. е. $r \gg \sqrt{\lambda L_1 L_2 / (L_1 + L_2)}$ (L_1 и L_2 — расстояния от точки D до Земли и до космического аппарата), выражение для коэффициента корреляции флуктуаций частоты имеет вид:

$$K_f(r) = \frac{2}{\Gamma(p/2)} \left(\frac{L_m^2}{\pi^2 r^2} \right)^{2-p/2} [L_f^{(1)}(r) - \cos^2 \varphi L_f^{(2)}(r)]. \quad (18)$$

Здесь

$$L_f^{(1)}(r) = \frac{2^{p/2-1}}{\Gamma(2-p/2)} \left(\frac{r}{L_0} \right)^{2-p/2} K_{2-p/2} \left(\frac{r}{L_0} \right), \\ L_f^{(2)}(r) = \frac{2^{p/2-1}}{\Gamma(2-p/2)} \left(\frac{r}{L_0} \right)^{3-p/2} K_{3-p/2} \left(\frac{r}{L_0} \right), \quad (19)$$

$K_\nu(x)$ — функция Макдональда. Значение коэффициента корреляции в этом случае сильно зависит от спектрального индекса p . Корреляция мала при p , существенно меньших 4, так как $L_m/r \ll 1$, но при p , стремящемся к этому граничному значению, корреляция увеличивается. Таким образом, анализ корреляционных связей между флуктуациями в разнесенных пунктах позволяет независимым способом находить спектральный индекс пространственного спектра турбулентности.

Если обратиться к практической ситуации, когда регистрируются не мгновенные значения частоты, а усредненные за некоторые интервалы времени, то выражение для коэффициента корреляции изменится ввиду того, что при определении коэффициента корреляции необходимо теперь использовать уменьшенную усреднением дисперсию флуктуаций частоты σ_f^2 . В интересующем нас случае $r \gg r_F = \sqrt{\lambda \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}}$ выражения для коэффициента корреляции (18)–(19) преобразуются следующим образом:

$$K_{fT}(r) = (p/2 - 1) \left(\frac{vT}{r} \right)^{2(p/2-1)} [1 + 2(p/2 - 2) \cos^2 \varphi]. \quad (20)$$

Эта формула справедлива при условии $vt \ll r$. Коэффициент корреляции определяется отношением расстояния, проходимого неоднородностями за время усреднения, к расстоянию разноса r . Нетрудно установить, что корреляция флуктуаций частоты ослабевает по мере приближения спектрального индекса к величинам

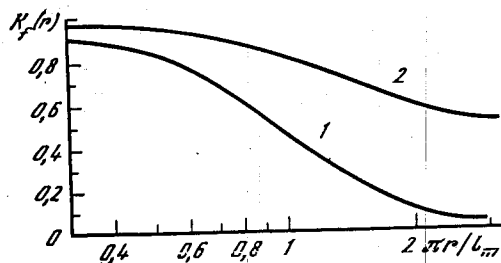


Рис. 3. Графики функции $K_f(r)$ при $\varphi = 0$ для двух значений спектрального индекса p
1 — $p = 3,0$;
2 — $p = 11/3$

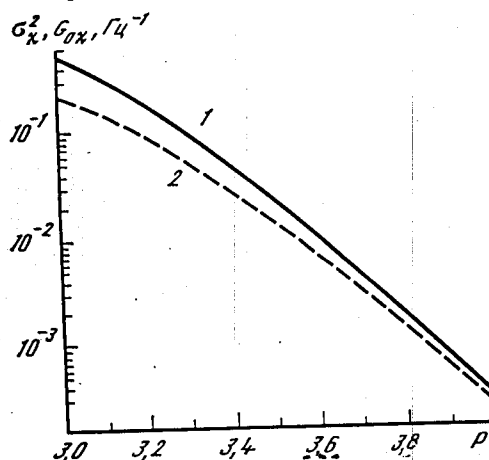


Рис. 4. Зависимость от спектрального индекса p дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды (1) и спектральной плотности флуктуаций логарифма амплитуды G_{0x} (2)

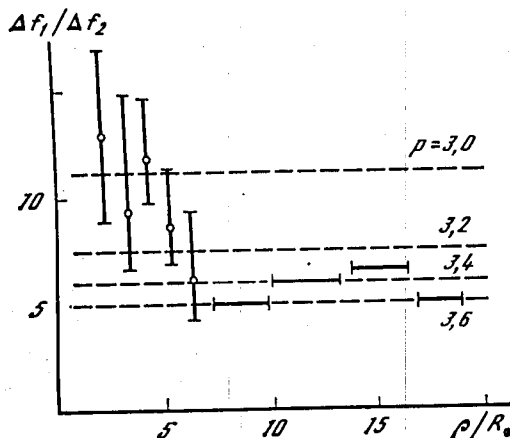


Рис. 5. Сопоставление данных об уширении спектральной линии Δf дециметровых радиоволн станции «Венера-10» и сантиметровых — «Гелиос-1, 2» и «Викинг» в зависимости от нормированного прицельного расстояния $\rho/R_{\odot}$

$p_1 = 3$ и $p_2 = 2$. Если выполняется гипотеза «замороженности», то (20) полностью применимо к случаю взаимной корреляции флуктуаций. Пространственная функция корреляции переходит во временную:

$$K_{IT}(\tau) = (p/2 - 1) \left(\frac{T}{\tau} \right)^{2(2-p/2)} \times \\ \times [1 + 2(p/2 - 2) \cos^2 \varphi]. \quad (21)$$

Максимум кросс-корреляционной функции достигается при определенном временном сдвиге τ_m :

$$K_{I \max} = (p/2 - 1) \times \\ \times \left(\frac{T}{\tau_m} \right)^{2(2-p/2)} [1 + 2(p/2 - 2) \cos^2 \varphi] \quad (22)$$

и зависит от спектрального индекса p .

Свойства неоднородностей могут быть получены независимым способом из анализа амплитудных флуктуаций. Информативной характеристикой при этом является спектральная плотность флуктуаций логарифма амплитуды, которая приблизительно постоянна в низкочастотном участке спектра и по аналогии с [26] может быть

определена выражением

$$G_{0x} = -2^{(11-p)/2} \pi^{(5-p)/2} \frac{\Gamma((7-p)/2) \cos[(p-1)\pi/2]}{(p-1)(p-3)(5-p)} C^2 r_e^2 \lambda^{(p+3)/2} \times \\ \times \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-1)/2} L_3 v^{-1}. \quad (23)$$

Величина G_{0x} зависит от интенсивности неоднородностей электронной концентрации, их распределения по пространственным частотам и скорости дрейфа.

Место пересечения асимптот, аппроксимирующих низкочастотную и высокочастотную части временного спектра флуктуаций амплитуды, дает частоту

$$F_0 = \delta \frac{v}{\sqrt{\lambda \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}}}, \quad (24)$$

зависящую в основном от скорости перемещения неоднородностей v и в слабой степени от спектрального индекса, что выражается в изменении коэффициента δ от 0,45 при $p = 3$ до 0,39 при $p = 4$. Из (24) следует простой способ определения скорости движения неоднородностей через трассу распространения радиоволн.

Дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды

$$\sigma_x^2 = (2\pi)^{(6-p)/2} \frac{\Gamma((6-p)/2) \sin(p\pi/4)}{(p-2)(4-p)} C^2 r_e^2 \lambda^{(p+2)/2} \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-2)/2} L_3 \quad (25)$$

зависит от интенсивности неоднородностей и от спектрального индекса p . При $p > 3$ имеем

$$\sigma_x^2 = \sqrt{2} (2\pi)^{(3-p)/2} \frac{(p-3) \Gamma((6-p)/2) \Gamma(p/2) \sin(p\pi/4)}{(p-2)(4-p) \Gamma((p-1)/2)} \times \\ \times r_e^2 \lambda^{(p+2)/2} q_0^{p-3} \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-2)/2} \sigma_N^2 L_3. \quad (26)$$

Из (23) и (25) находим

$$\frac{G_{0x}}{\sigma_x^2} = -2^{1/2} \pi^{-1/2} \frac{(p-2)(4-p) \Gamma((7-p)/2) \cos[(p-1)\pi/4]}{(p-3)(p-1)(5-p) \Gamma((6-p)/2) \sin(p\pi/4)} \times \\ \times \lambda^{1/2} \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{1/2} v^{-1}. \quad (27)$$

Это выражение может быть использовано для нахождения скорости движения неоднородностей, если спектральный индекс p будет найден независимым образом.

Рассчитанные в соответствии с (23) и (25) зависимости дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды и спектральной плотности флуктуаций логарифма амплитуды σ_x^2 от спектрального индекса p приведены на рис. 4. Параметры трассы распространения радиоволн и характеристики турбулентности приняты такими же, как

и при расчетах флуктуации фазы и частоты. Обе зависимости являются спадающими при увеличении спектрального индекса p . Обратим внимание на особенность, которая будет использоваться при анализе экспериментальных данных. При изменении спектрального индекса в пределах от 3,4 до 3,7 дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды σ_x^2 на одной и той же трассе распространения радиоволн уменьшается более чем в 10 раз.

2. Экспериментальные данные о влиянии турбулентности солнечного ветра на распространение радиоволн

В первом разделе было показано, что частотная зависимость ширины спектральной линии сильно изменяется при вариации спектрального индекса p . На рис. 5 приведены результаты сопоставления данных об уширении спектральной линии дециметровых ($\lambda_1 = 32$ см) радиоволн станции «Венера-10» и сантиметровых — «Гелиос-1,-2» и «Викинг». Материалы измерений получены в период минимума солнечной активности и анализировались нами ранее [29]. Значения величины $\Delta f_1/\Delta f_2$ представлены в зависимости от нормированного прицельного расстояния $\rho/R_\odot$. На дистанциях более $7R_\odot$ эти значения даны для четырех интервалов, для которых имеются усредненные величины Δf . На более близких расстояниях отношения $\Delta f_1/\Delta f_2$ даны для дискретных расстояний, при которых проводились эксперименты со станцией «Венера-10», указаны также погрешности определения, связанные с вариациями Δf_2 за период в несколько месяцев. Ранее аналогичный анализ был проведен на основе данных об уширении спектра сигналов станции «Венера-10» дециметрового и сантиметрового диапазонов (соответственно 32 и 8 см) [30]. Из рис. 5 следует, что как и в [30], наблюдается четкая закономерность: увеличение отношения $\Delta f_1/\Delta f_2$ с приближением лучевой линии к Солнцу. Горизонтальными пунктирными прямыми показаны теоретические значения $\Delta f_1/\Delta f_2$, которые соответствуют различным значениям спектрального индекса p .

Рис. 6 иллюстрирует вид кросс-корреляционных функций флуктуаций частоты дециметровых сигналов станции «Венера-10», рассеянных неоднородностями околосолнечной плазмы. Трасса распространения радиоволн протяженностью $1,73a$ проходит на расстоянии $10,4 R_\odot$ от Солнца. Кривая 1 соответствует интервалу усреднения $T_1 = 1$ с, кривая 2 получена при усреднении измерений за 12-секундные интервалы. Видно, что с увеличением времени усреднения максимум коэффициента корреляции возрастает. Значение максимума позволяет определить величину спектрального индекса p , если известны ориентация базы относительно направления дрейфа неоднородностей и положение максимума τ_m [см. (22)].

При радиоастрономических исследованиях межпланетной и околосолнечной плазмы основной измеряемой характеристикой

Рис. 6. Кросс-корреляционные функции флуктуаций частоты при усреднении за время $T_1 = 1$ с (кривая 1) и $T_2 = 12$ с (кривая 2)

является интенсивность сигналов квазিশумовых источников излучения. Анализ временных спектров мерцаний, зависимости индексов мерцаний от элонгации позволил определить ряд характеристик турбулентности солнечного ветра и получить сведения о закономерностях распространения радиоволн через межпланетную и околосолнечную плазму [31].

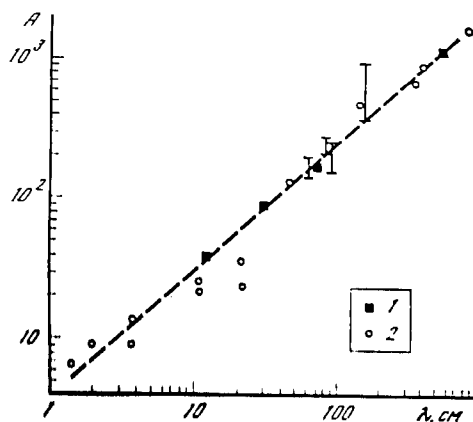
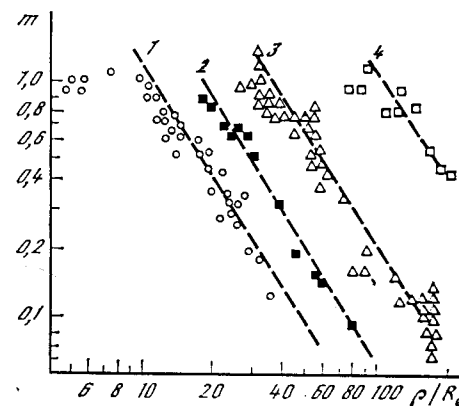
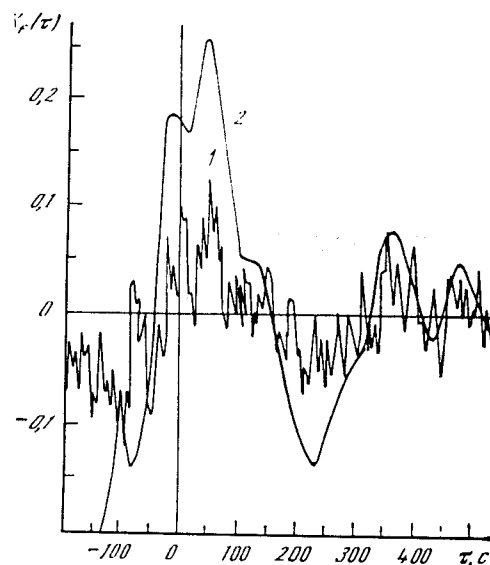
Однако до настоящего времени не получил удовлетворительного объяснения вопрос о частотной зависимости индекса мерцаний, хотя он дискутируется в литературе уже более десяти лет [32, 33]. Суть разногласий по указанной задаче состоит в том, что экспериментальная зависимость индекса мерцаний от длины волны

Рис. 7. Зависимости индекса мерцаний от прицельного расстояния для четырех диапазонов волн:

- 1 — $\lambda = 13,1$ см, «Гелиос-1, -2» [34];
- 2 — $\lambda = 32$ см, «Венера-10» [22];
- 3 — $\lambda = 71$ см;
- 4 — $\lambda = 600$ см, «Пионер-9» [20]

Рис. 8. Зависимость функции A от длины волны

1 — по наблюдениям за сигналами космических аппаратов; 2 — радиоастрономические наблюдения. Указаны пределы изменений радиоастрономических данных



существенно слабее, чем зависимость, ожидаемая из степенного спектра турбулентности. Действительно, как следует из (24), среднеквадратичные значения глубины флуктуаций радиоволн при степенной форме пространственного спектра неоднородностей должны быть пропорциональны $\lambda^{(p+2)/4}$ и даже при самом малом возможном значении спектрального индекса $p = 3$ получаем $\sigma_h \propto \lambda^{1,25}$. Многочисленные экспериментальные результаты радиоастрономических исследований дают существенно более слабую зависимость индекса мерцаний от частоты: $m \approx 2\sigma_h \propto \lambda^{1,0 \pm 0,05}$ [33]. Такая зависимость характерна для неоднородной среды, имеющей гауссову форму трехмерного пространственного спектра. Это обстоятельство позволило авторам [33] высказать предположение, что помимо неоднородностей с изменяющимися в широких пределах размерами (в соответствии со степенным спектром) в межпланетной плазме существуют дополнительные неоднородности с выделенным размером порядка сотен километров и повышенной интенсивностью флуктуаций. Следовательно, должен существовать соответствующий механизм их генерации.

Необходимо отметить, что при интерпретации результатов радиоастрономических исследований остается неопределенность, связанная с конечностью размеров источников, используемых при изучении межпланетных мерцаний. И если предположить, что размеры источников увеличиваются с увеличением длины волны, то можно объяснить более слабое в сравнении с теоретическим возрастание индекса мерцаний при увеличении λ . Эта неопределенность устраняется при использовании радиоисточников, устанавливаемых на космических аппаратах. В настоящее время имеются результаты наблюдений амплитудных флуктуаций радиосигналов, излучаемых точечными радиоисточниками космических аппаратов в четырех диапазонах волн (рис. 7). Представленные зависимости имеют одинаковый вид. В области прицельных расстояний $\rho/R_\odot$, превышающих некоторое критическое значение, изменение индекса мерцаний аппроксимируется степенной функцией вида

$$m = A(\lambda) (\rho/R_\odot)^{-\alpha}, \quad (28)$$

причем показатели степени α имеют для всех четырех волн практически одно значение, равное $1,55 \pm 0,05$. В этом случае зависимость функции A от длины волны определяет частотную зависимость индекса мерцаний точечных источников. Критические значения прицельного расстояния $\rho_0/R_\odot$, при которых наступает насыщение индекса мерцаний, также определяются длиной волны.

На рис. 8 значения характеристики A даны в зависимости от длины волны λ . Кроме результатов, полученных из наблюдений за сигналами космических аппаратов, на рисунке приведены результаты обработки информации радиоастрономических наблюдений, которые дали аналогичные зависимости $m(\rho/R_\odot)$ в широком диапазоне длин волн от 1,35 см [35] до 880 см [36]. Относящиеся к другим промежуточным волнам результаты взяты из [33, 37—39]. Оказалось, что и в этих случаях зависимость индекса

мерцаний от прицельного расстояния описывается также степенной функцией (28) с показателем степени, изменяющимся в пределах от 1,5 до 1,6. Значения A и λ на рис. 8 даны в логарифмическом масштабе. Как видно из представленных материалов, значения характеристики A , найденные из данных когерентного радиосвечения, располагаются на одной прямой, так что

$$A(\lambda) = A_0 \lambda^{\alpha_0}, \quad (29)$$

причем $\alpha_0 \approx 0,9$, $A_0 = 3,78$, если λ выражается в сантиметрах. Дополнительные данные радиоастрономических исследований находятся в хорошем согласии с материалами когерентного радиозондирования. Таким образом, зависимость интенсивности амплитудных флуктуаций от длины волны оказывается даже более слабой, чем в случае гауссовой формы пространственного спектра неоднородностей.

3. Характеристики неоднородной структуры межпланетной и околосолнечной плазмы

Сопоставление данных по уширению спектральной линии радиосигналов различных диапазонов показало, что наблюдается систематическое увеличение отношения ширины полосы спектра на более низкой несущей частоте к ширине спектра высокочастотных сигналов. Этот эффект отмечался ранее [30], теперь он подтверждается большим объемом экспериментальных данных. Нанесенные на рис. 5 горизонтальные линии дают возможность оценить соответствующие данному интервалу прицельных расстояний значения спектрального индекса. Хотя погрешности определения p в этом случае велики, тем не менее можно сделать вывод, что начиная с расстояний 17 радиусов $R_\odot$ показатель пространственного спектра турбулентности становится меньше спектрального индекса спектра Колмогорова—Обухова. Кроме того, в районе $\rho < 7R_\odot$ происходит резкое увеличение отношения $\Delta f_1/\Delta f_2$, означающее еще большее уменьшение спектрального индекса p . Этот же вывод следует и из первичных данных — увеличения крутизны зависимостей $\Delta f(\rho)$ при $\rho < 8R_\odot$, наблюдавшихся для дециметровых и сантиметровых сигналов станции «Венера-10» [28, 30].

Продемонстрируем возможность более точного определения спектрального индекса пространственного спектра турбулентности на основе разнесенных наблюдений флуктуаций частоты. На рис. 9 представлены значения коэффициента взаимной корреляции флуктуаций частоты дециметровых радиоволн станции «Венера-10» при наблюдениях в пунктах, разнесенных на расстояние около 7 тыс. км. Угол φ между направлениями движения неоднородностей и базы изменялся в этом случае от 10 до 15°. Характерной особенностью приведенных зависимостей является их сильное отличие даже при незначительных изменениях величины ρ . Таким образом, зависимости максимума функции взаимной корреляции флуктуаций частоты чувствительны при прочих равных

условиях к спектральному индексу пространственного спектра турбулентности. В частности, в рассматриваемом случае значение спектрального индекса $p = 3,4 \pm 0,15$, что соответствует значению, ожидаемому для таких дистанций. Расхождение между экспериментальными данными и теоретическими расчетами в области $T > 10$ с связано с неточностью выражения (22) при больших временах усреднения.

То обстоятельство, что спектральный индекс изменяется при вариации радиального расстояния, становится важным фактором при объяснении частотной зависимости амплитудных флуктуаций. Действительно, при сопоставлении индексов мерцаний, полученных в разных диапазонах волн, могут использоваться только информативные участки зависимостей $m(\rho)$, где флуктуации остаются ненасыщенными или слабыми. Соответствующие значения ρ возрастают с увеличением длины волны, так что при отыскании зависимости $m(\lambda)$ использовались различные области межпланетного и околосолнечного пространства, которые отличаются прежде всего спектральным индексом пространственного спектра. Таким образом, представляется возможность решить обратную задачу, т. е. определить для различных областей околосолнечного или межпланетного пространства значения спектрального индекса p , наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальной зависимости

$$m(\lambda) = A(\lambda)(\rho/R_\odot)^{-\alpha}.$$

С этой целью преобразуем выражения для σ_x^2 (25) следующим образом:

$$\sigma_x^2 \approx \frac{m^2}{4} = U(p) r_e^2 \lambda^{(p+2)/2} q_0^{p-3} \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-2)/2} \sigma_N^2 L_2. \quad (30)$$

Функция $U(p)$ представляет собой комбинацию тригонометрических и гамма-функций и зависит только от спектрального индекса p . Далее, учитывая связь между флуктуациями электронной концентрации и ее средними величинами, находим

$$m^2 = 4U(p) \lambda^{(p+2)/2} q_0^{p-3} \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-2)/2} R_\odot \frac{\beta^2 B^2}{(\rho/R_\odot)^3}. \quad (31)$$

Сопоставляя теоретическое соотношение (31) с экспериментальной зависимостью $m(\lambda)$, находим

$$4U(p) \lambda^{(p+2-4\alpha_0)/2} q_0^{p-3} R_\odot \beta^2 B^2 \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^{(p-2)/2} = A_0^2. \quad (32)$$

В этом трансцендентном уравнении известны все величины за исключением двух: p и ρ . Решение уравнения дано на рис. 10 в виде зависимости спектрального индекса p от расстояния до Солнца R . Из рис. 10 следует, что спектральный индекс пространственного спектра неоднородностей для дистанций менее $20R_\odot$ существенно ниже, чем для расстояний $100R_\odot$.

Таким образом, можно утверждать, что турбулентность солнеч-

Рис. 9. Изменение максимума кросс-корреляционной функции флуктуаций частоты при вариации времени усреднения T

Точки соответствуют экспериментальным данным. Расчетные зависимости, полученные в соответствии с (22), даны для трех значений спектрального индекса p : 1 — $p = 3,4$; 2 — $p = 3,3$; 3 — $p = 3,2$

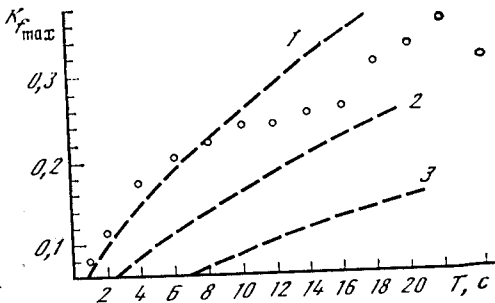


Рис. 10. Решение трансцендентного уравнения (32)

Интервалы значений R , для которых указаны значения p , соответствуют участкам информативных амплитудных измерений в диапазонах частот: 1 — лазерных источников, используемых для зондирования околосолнечной плазмы [35]; 2 — космической радиосвязи (соответственно $\lambda = 13,1$; 32; 71; 600 см)

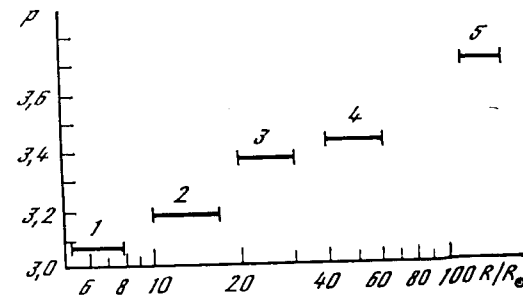
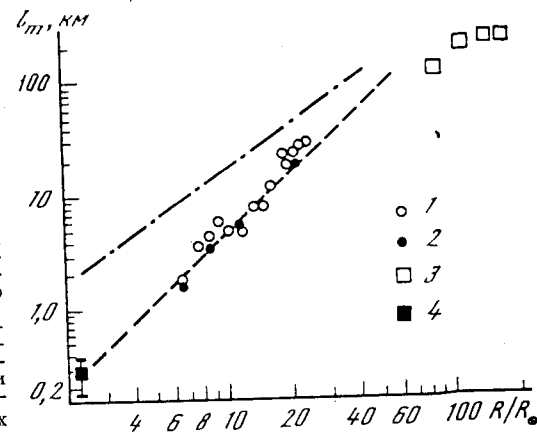


Рис. 11. Изменение внутреннего масштаба турбулентности солнечного ветра с гелиоцентрическим расстоянием, определенное различными методами

1 — по излому в зависимости спектральной плотности при больших девиациях частоты от средней частоты, полученной с помощью станции «Венера-10»; 2 — в результате сравнения второго и четвертого моментов распределения спектральной плотности энергии по частоте, полученного станцией «Венера-10» [25]; 3 — по результатам разнесенных наблюдений флуктуаций амплитуды радиоастрономических источников [42]; 4 — по излому структурной функции флуктуаций фаз в экспериментах радиопросвечивания, выполненных с помощью аппарата «Гелиос-1» [41].

Штрихпунктирная кривая — аппроксимация экспериментальных значений внутреннего масштаба турбулентности l_m , определенного по временным спектрам амплитудных флуктуаций радиоастрономических источников [43]



ного ветра описывается степенной функцией в рассмотренном диапазоне гелиоцентрических расстояний. К важным характеристикам спектра относятся границы, в которых он справедлив. В настоящее время нет надежных экспериментальных данных об изменении внешнего масштаба турбулентности в межпланетном пространстве. В области $R > 0,5a$ значение внешнего масштаба оценивается величиной $(1-2) \cdot 10^8$ км [40]. Более определенными

являются сведения о внутреннем масштабе турбулентности. Отмеченная выше особенность энергетических спектров радиосигналов станции «Венера-10» — излом в зависимости спектральной плотности при больших девиациях частоты от средней частоты — была использована для оценки внутреннего масштаба турбулентности. Для определения этой характеристики использовался и другой, независимый метод, основанный на сравнении второго и четвертого моментов распределения спектральной плотности энергии по частоте [25].

Из представленных данных следует, что внутренний масштаб неоднородностей плазмы солнечного ветра на дистанциях до 20 солнечных радиусов резко возрастает с удалением от Солнца от значений 0,3—1 км при $R = 2R_{\odot}$ до десятков километров на удалении около $20 R_{\odot}$. Для получения надежных оценок l_m на больших расстояниях от Солнца необходимы дополнительные исследования. Физическая интерпретация особенностей турбулентности солнечного ветра в различных областях пространства дана в [44].

Заключение

Рассмотренная нами совокупность экспериментальных данных по зондированию межпланетной и околосолнечной плазмы радиосигналами космических аппаратов и радиоастрономических источников охватывает продолжительный период наблюдений порядка цикла солнечной активности и поэтому характеризует глобальную структуру турбулентности солнечного ветра на различных гелиоцентрических расстояниях, начиная от области его ускорения. При таком рассмотрении межпланетная и околосолнечная плазма представляет собой сильно неоднородную среду с интенсивностью неоднородностей, соизмеримой со средней концентрацией частиц. Хотя пространственный спектр турбулентности имеет одну и ту же степенную форму для рассмотренного интервала гелиоцентрических расстояний, режим турбулентности изменяется при удалении от Солнца. Это выражается в изменении спектрального индекса трехмерного пространственного спектра и внутреннего масштаба турбулентности. Значительное изменение спектрального индекса происходит на границе области ускорения солнечного ветра. В этой же области происходит резкое затухание вихрей с малыми пространственными размерами, что проявляется в увеличении внутреннего масштаба при удалении от Солнца. Учет изменения режима турбулентности дает возможность естественным образом объяснить экспериментальную зависимость индекса мерцаний от частоты. При этом отпадает необходимость предполагать наличие в солнечном ветре дополнительных неоднородностей со специфическими свойствами — гауссовой формой пространственного спектра с масштабами порядка сотен километров.

Представленные здесь материалы экспериментов по радиопросвечиванию межпланетной и околосолнечной плазмы демонстрируют высокую эффективность радиофизических методов для изу-

чения различных космических сред. Дальнейшее развитие методов по пути увеличения потенциала радиолинии, расширения частотного диапазона позволит изучить еще более тонкие эффекты, существующие в межпланетном и околосолнечном пространстве, и в соответствии с этим анализировать процессы и механизмы, ответственные за возникновение турбулентности и различных плазменных волн в разных областях.

Литература

1. Hodge D. B., Theobald D. M., Devasirvatham M. I. // Proc. URSI commission F open symp. La Balle, 1977. P. 421.
2. Yeh K. C., Liu C. H. // Radio Sci. 1977. Vol. 12, N 6. P. 1031.
3. Kliore A. J., Caine D. L., Levy G. S. et al // Science. 1965. Vol. 149, N 3689. P. 1243.
4. Колосов М. А., Яковлев О. И., Круглов Ю. М. и др. // ДАН СССР. 1972. Т. 206, № 5. С. 1071.
5. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. // ДАН СССР. 1968. Т. 182, № 1. С. 93.
6. Kliore A. J., Levy G. S., Caine D. L. et al. // Science. 1967. Vol. 158, N 3809. P. 1683.
7. Kliore A. J., Levy G. S., Caine G. L. et al. // Ibid. 1973. Vol. 183, N 4122. P. 323.
8. Woo R., Yang F.-Ch. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 19. P. 3417.
9. Kliore A. J., Patel I. R., Lindal G. F. et al. // Ibid. 1980. Vol. 85, N 11. P. 5857.
10. Woo R., Armstrong J. W. // Nature. 1980. Vol. 287, N 5784. P. 309.
11. Васильев М. Б., Вышлов А. С., Колосов М. А. и др. // ДАН СССР. 1972. Т. 212, № 1. С. 67.
12. Eshleman V. R., Tyler G. L., Wood G. E. et al. // Science. 1979. Vol. 204, N 4396. P. 976.
13. Tyler G. L., Eshleman V. R., Anderson J. D. et al. // Radio Sci. 1981. Vol. 212, N 4491. P. 201.
14. Lee L. C., Jokipii J. R. // Astrophys J. 1976. Vol. 206, N 3. P. 735.
15. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. // Исследования космического пространства. М.: Наука, 1965. С. 227.
16. Coldstein R. // Science. 1969. Vol. 166, N 3905. P. 598.
17. Muhleman D. O., Esposito P. B., Anderson J. D. // Astrophys. J. 1977. Vol. 211, N 3. P. 943.
18. Колосов М. А., Яковлев О. И., Трусев Б. П. и др. // Космич. исслед. 1974. Т. 12, № 4. С. 600.
19. Anderson J. D., Keesey M. S. W., Lau E. L. et al. // Acta astronaut. 1978. Vol. 5, N 1. P. 43.
20. Chang H. Analysis of dual-frequency observations of interplanetary scintillations, taken by the Pioneer 9 Spacecraft: Techn. rep. N 3552-1. Stanford (Cal.), 1976. P. 143.
21. Колосов М. А., Яковлев О. И., Молотов Е. П. и др. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 2. С. 260.
22. Kolosov M. A., Yakovlev O. I., Efimov A. I. et al. // Radio Sci. 1982. Vol. 17, N 3. P. 664.
23. Woo R. // Astrophys. J. 1978. Vol. 219, N 2. P. 727.
24. Tyler G. L., Brenkle J. P., Komarek T. A., Zygielbaum A. J., J. // Geophys. Res. 1977. Vol. 82, N 28. P. 4335.
25. Разманов В. М., Ефимов А. И., Яковлев О. И. // Радиотехника. 1979. Т. 22, № 9. С. 1051. (Изв. вузов).
26. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. С. 548.
27. Аржанд И. А. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 9. С. 1083.

28. Ефимов А. И., Яковлев О. И., Разманов В. М. и др. // Космич. исслед. 1978. Т. 16, № 3. С. 419.
29. Яковлев О. И., Ефимов А. И., Разманов В. М., Штриков В. К. // Астрон. журн. 1980. Т. 57, № 4. С. 790.
30. Александров Ю. Н., Дубровин В. М., Хасянов А. Ф. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 5. С. 881.
31. Власов В. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Шишова Т. Д. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1978. Т. 19, № 3. С. 401.
32. Лотова Н. А. // УФН. 1975. Т. 115, № 4. С. 603.
33. Readhead A. C. S., Kemp M. C., Hewish A. // Month. Not. Roy. Astron. Soc. 1978. Vol. 185, N 1. P. 207.
34. Armstrong J. W., Woo R. // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 103, N 3. P. 415.
35. Блумс Д. Ф., Лотова Н. А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 23, № 3. С. 361.
36. Erskine F. T., Cronyn W. M., Shawhan S. D. et al. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83, N 9. P. 4153.
37. Шишова Т. Д., Мингалиев М. Г. // Письма в «Астрон. журн.». 1980. Т. 6, № 4. С. 218.
38. Coles W. A. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 21, N 3. P. 411.
39. Cohen M. H., Gunderman E. J. // Astrophys. J. 1969. Vol. 155, N 2. P. 645.
40. Callahan P. S. // Ibid. 1975. Vol. 199, N 1. P. 227.
41. Woo R., Armstrong J. W. // J. Geophys. Res. A. 1979. Vol. 84, N 12. P. 7288.
42. Scott S. L. Density spectrum and velocity of solar wind inferred from scintillations observations: Ph. D. thesis. Univ. Cal., 1978. 167 p.
43. Little L. T. // Astron. and Astrophys. 1971. Vol. 10, N 2. P. 301.
44. Чашей И. В., Шишов В. И. // Астрон. журн. 1983. Т. 60, № 3. С. 594.

УДК 621.396.22.029.7

Особенности создания волоконно-оптических систем связи и датчиков

В. В. АБРАМОВ, Е. М. БАЗАРНЫЙ, Е. Н. БАЗАРОВ,
В. В. ГРИГОРЬЯНЦ, Ю. В. ГУЛЯЕВ, М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
А. Е. КИТАЕВ, Л. В. ЛЁВКИН, С. К. МОРШНЕВ, В. Т. ПОТАПОВ,
А. В. СОКОЛОВ, В. П. СОСНИН, А. В. ФРАНЦЕССОН

Световодные средства передачи информации в настоящее время превращаются из объекта исследований в объект опытной эксплуатации и практического использования. Переход к применению световодов ставит новые задачи перед исследователями, работающими над проблемами использования световодов в системах связи, сбора и передачи информации, а также в вычислительных комплексах и системах управления. Перспективы применения волоконных световодов обусловлены прежде всего большой пропускной способностью и высокой помехозащищенностью световодных

каналов. Избыточное быстродействие позволяет применять кодирование, устойчивое к помехам и нестабильностям, а невосприимчивость световодов к внешним электромагнитным наводкам значительно сокращает ошибки при передаче информации. В результате отпадает необходимость проверки достоверности передачи данных в большинстве задач связи.

Вслед за созданием простейших ВОЛС, соединяющих источник и потребителя информации, была поставлена задача построения сложно разветвленных коммутируемых сетей связи или управления на световодах. Представляется целесообразным и физически возможным построение таких сетей с использованием только оптических сигналов без преобразования их в электрические в процессе передачи информации, в том числе и в узлах разветвления каналов. Для реализации такой возможности ведутся интенсивные работы по созданию различных элементов интегральной оптики (коммутаторов, модуляторов, делителей, смесителей каналов и т. д.), сопрягаемых с волоконными световодами. Для решения этой проблемы, включая промышленное освоение готовых изделий, требуются годы. С другой стороны, электронные коммутаторы, в особенности предназначенные для переключения цифровых каналов связи, выпускаются серийно и находятся на довольно высоком уровне развития. Поэтому в первых поколениях реальных волоконно-оптических сетей связи световоды используются для передачи сигналов от узла к узлу, а обработка сигналов и коммутация производятся с помощью электронных устройств. Исключением являются лишь пассивные неуправляемые ответвители и делители, доступные для промышленного производства уже в настоящее время.

Вместе с переосмысливанием чисто связной задачи передачи информации появление волоконных световодов породило проблему создания новых измерительных приборов — волоконно-оптических датчиков. Если ранее почти все датчики предназначались для подключения к проводным линиям связи или непосредственно к электронным измерительным приборам, то теперь возникла необходимость построения измерительных устройств, в которых амплитуда, поляризация, фаза или частота оптической волны в световоде находятся в функциональной зависимости от какого-либо параметра внешней среды: давления, температуры, напряженности электрического или магнитного поля и т. д. Такие волоконно-оптические датчики можно подключать непосредственно к системе связи без дополнительных преобразователей электрических сигналов в оптические и обратно.

В данной работе будет дан обзор последних работ в области волоконно-оптических систем связи и волоконно-оптических датчиков, выполненных в ИРЭ АН СССР.

Волоконно-оптические линии и системы связи

С точки зрения формы передачи сигналов в аналоговом или цифровом виде ВОЛС несколько отличаются от электрических линий передачи информации. В последнее время все чаще и чаще применяется цифровая форма представления информации, предназначенной для передачи по линиям связи, записи или обработки с помощью ЭВМ. Вместе с тем не теряет актуальности передача сигналов и в аналоговом виде. В простых и дешевых системах аналоговые ВОЛС позволяют относительно просто передавать сигналы от датчиков к устройствам сбора и обработки информации. Вместе с тем замена электрических проводов на оптический кабель связана с введением ряда дополнительных элементов, имеющих нестабильный или нелинейный коэффициент передачи. Нестабильности коэффициента передачи связаны в основном с температурной зависимостью мощности излучателя, его старением, нестабильностью оптических разъемов и оптического кабеля. Основной причиной нелинейности коэффициента передачи является нелинейная зависимость мощности излучателя от тока накачки источника, а также нелинейность характеристик элементов электронных блоков передатчика и приемника. Наличие этих нелинейностей и нестабильностей сильно ограничивает точность передачи сигналов по ВОЛС, использующих прямую модуляцию источников аналоговыми сигналами. Поэтому для обеспечения заданной точности в волоконно-оптических линиях применяют два способа передачи аналоговых сигналов:

1) с применением частотной, импульсной, фазовой и других видов модуляции;

2) с прямой амплитудной модуляцией источника и с компенсацией нелинейных искажений в линии.

Разработаны и исследованы два типа ВОЛС для передачи аналоговой информации, в которых использованы оба названных способа.

В первом макете ВОЛС для передачи аналогового сигнала применялась позиционно-импульсная модуляция, отличительной чертой которой является отсутствие постоянной составляющей при передаче модулирующего сигнала. Это позволило построить оптический тракт (передатчик—волоконно-оптический кабель—фотоприемник) без передачи постоянной составляющей оптического сигнала и тем самым существенно повысить температурную стабильность. В качестве источника в линии применяется полупроводниковый светодиод ИЛПН-301-1, излучающий на длине волны $\lambda = 0,85$ мкм, с оптическим разъемом. Фотоприемник построен на основе кремниевого ррп-фотодиода. Излучение передается по волоконно-оптическому кабелю, изготовленному на основе волокна типа «Градан». Результаты испытаний ВОЛС показали, что основные ее параметры следующие:

Полоса передаваемых сигналов	0–1 МГц
Диапазон входных сигналов	± 5 В
Коэффициент передачи	$1 \pm 0,01$
Максимальное отклонение от линейной характеристики во всем диапазоне входных сигналов	не более ± 25 мВ
Напряжение смещения нуля	не более 20 мВ
Допустимые потери в тракте	20 дБ

Во втором макете ВОЛС источник излучения модулируется непосредственно по амплитуде аналоговым сигналом, а для обеспечения необходимой точности применяется метод предварительной компенсации нелинейных искажений. Такой метод позволил существенно расширить диапазон частот передаваемых сигналов при сохранении заданной точности. В качестве источника излучения в ВОЛС применяется светодиод ИЛПН-301-1. Фотоприемник построен на кремниевом ррп-фотодиоде. Передача осуществляется по волоконно-оптическому кабелю, изготовленному на основе волокна типа «Градан». Линия имеет следующие основные параметры:

Полоса передаваемых сигналов	0,1 Гц – 25 МГц
Диапазон входных сигналов	± 3 В
Длительность передаваемых импульсов	$1,1 \text{ с} - 25 \text{ нс}$
Динамический диапазон выходного сигнала	не менее 50 дБ
Коэффициент передачи	$1 \pm 0,05$
Коэффициент нелинейных искажений, вносимых линией при передаче гармонического сигнала в полосе частот	не более 3%

Оба макета предназначены для работы в составе измерительных комплексов энергетических установок, в зоне действия которых присутствуют мощные электромагнитные помехи.

Для передачи данных в цифровом виде в условиях сильных электромагнитных помех разработан ряд ВОЛС с помощью которых может быть осуществлена связь датчика с измерительным блоком и ЭВМ в измерительных комплексах. Поскольку ВОЛС для указанной цели должны найти широкое применение в промышленности, их разработка проводилась с учетом строгих ограничений на номенклатуру и стоимость используемых компонентов. Поэтому в этих ВОЛС применены только серийные и самые дешевые светодиоды, фотодиоды и другие электронные элементы. При этом за основу была взята номенклатура компонент, принятая в системах малых ЭВМ, наиболее широко используемых в промышленности, в том числе и в измерительных комплексах. Так как обычно связь в измерительных комплексах должна быть двусторонней (в одну сторону передается измерительный сигнал, а в другую — сигнал управления), ВОЛС разрабатывались в дуплексном варианте.

Исходя из конкретных требований, связанных с применением ВОЛС в определенных измерительных системах в комплексах

управления технологическими процессами, были разработаны ВОЛС со скоростями передачи информации 0,2; 0,5; 2 МБод. Указанные ВОЛС выполнены в одинаковом конструктивном оформлении. Каждая из них состоит из двух приемно-передающих модулей, соединенных двумя одинаковыми волоконно-оптическими кабелями или одним дужильным.

Приемно-передающий модуль (рис. 1) включает оптический передатчик и оптический приемник. Ввод информации в передатчик и вывод ее из приемника осуществляется последовательным кодом со стандартными уровнями ТТЛ- или КМОП-логики. Приемно-передающий модуль конструктивно выполнен на печатной плате с раздельной экранировкой передатчика и приемника. Оптические и электрические разъемы установлены на передней и задней панелях модуля.

Формирователь (1) необходим для согласования передатчика с уровнями ТТЛ- и КМОП-логики, принятыми в измерительном комплексе. Он вырабатывает управляющий импульс для выходного ключа (2), нагрузкой которого служит светодиод (3). Выходной ключ выполнен по схеме генератора тока. Эта схема оптимальна, так как в ней сохраняется величина тока через нагрузку при разбросе прямого сопротивления светодиода от экземпляра к экземпляру. Влияние разброса параметров других элементов схемы ключа минимально, что позволяет реализовать его без подстроечных элементов.

В качестве источника излучения использован светодиод АЛ107Б. Для получения от него световых импульсов с необходимой длительностью обоих фронтов в выходном ключе применены цепи коррекции. При этом обеспечивается полное разрешение передаваемых импульсов при скоростях передачи информации до 2 МБод. Схема передатчика позволяет подключать и другие типы светодиодов, для чего вводятся соответствующие изменения в цепи коррекции. При использовании светодиодов АЛ118 получена скорость передачи до 10 МБод.

Для стабилизации мощности излучения светодиода в диапазоне температур 5—55° С, принятом в системе малых ЭВМ, в схеме выходного ключа предусмотрена параметрическая компенсация мощности излучения при изменении температуры.

В качестве фотоприемника (4) применен серийный фотодиод ФПЗ-3. Для согласования фотодиода с входным сопротивлением основного усилителя в ВОЛС на 2 МБод используется предусилитель (5), выполненный по каскодной схеме с полевым транзистором на входе, а в ВОЛС на 0,2 и 0,5 МБод — трансимпедансный преобразователь на интегральном операционном усилителе. Это связано с тем, что ВОЛС на 2 МБод предназначена для работы в таких системах, где применяется код с возвращением к нулю, а ВОЛС на 0,2 и 0,5 МБод могут работать также и с потенциальными кодами. Поэтому полоса частот основного усилителя (6) в ВОЛС на 0,2 и 0,5 МБод начинается от 0, а в ВОЛС на 2 МБод основной усилитель построен по схеме усилителя переменного

тока. В качестве порогового устройства используется интегральный компаратор (7), на выходе которого установлен формирователь фронтов (8) на микросхеме, позволяющий получать импульсы с параметрами ТТЛ- или КМОП-логики.

Условия работы ВОЛС в конкретных измерительных системах требуют выполнения ряда дополнительных требований. Так, например, ВОЛС на 0,2 МБод предназначена для использования в системах шахтной автоматики и поэтому она имеет однополярное питание, минимальное потребление энергии и разработана с учетом требований по взрывобезопасности.

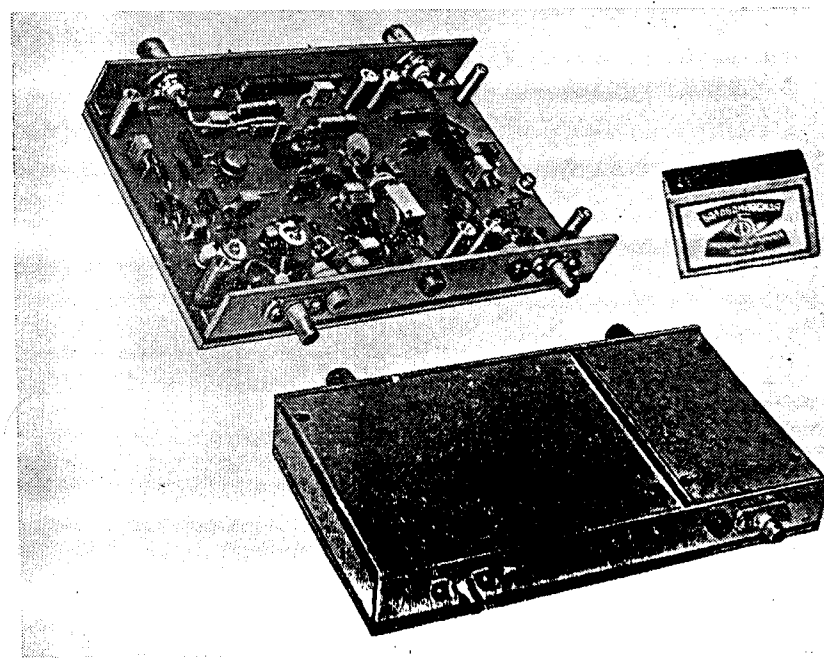
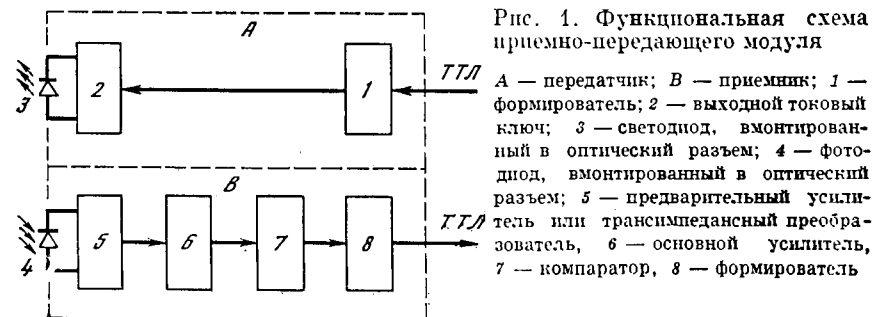


Рис. 2. Общий вид приемно-передающего модуля ВОЛС на 2 МБод

Испытания ВОЛС в условиях с высоким уровнем электромагнитных помех на трассе линии связи показало, что в этих условиях они обеспечивают высокую достоверность передачи данных. Вероятность передачи ошибочного символа не превышает 10^{-9} .

Как выглядит приемно-передающий модуль ВОЛС, показано на рис. 2. Приемно-передающие модули ВОЛС на 0,2 и 0,5 МБод имеют аналогичное конструктивное оформление.

В качестве первого шага на пути построения разветвленных волоконно-оптических систем или сетей связи была разработана кольцевая система, предназначенная для одновременной связи между десятками источниками и потребителями информации, представленной в цифровом виде. В этой системе применено разделение каналов во времени. Световодные кабели передают уплотненный оптический сигнал от одного пункта связи к другому последовательно по кольцу. Скорость передачи в уплотненном канале 10 Мбит/с. Каждый частный канал имеет скорость передачи 0,8 Мбит/с. Таким образом, для передачи информации используется 0,8 пропускной способности оптического канала, а 0,2 занято служебными импульсами, организующими и синхронизирующими работу системы.

Вблизи источника или потребителя информации оптический

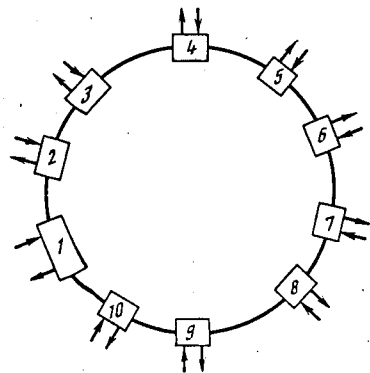


Рис. 3. Кольцевая структура волоконно-оптической системы цифровых каналов

1 — центральный приемопередающий блок, 2 — 10 — приемопередающие блоки, соединенные оптическим кабелем

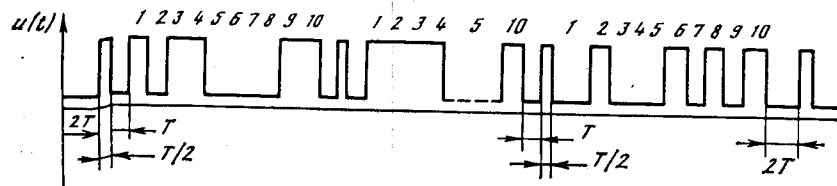


Рис. 4. Временная последовательность оптических импульсов в уплотненном канале

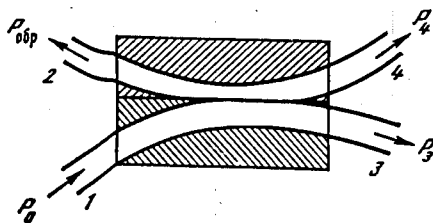


Рис. 5. Эскиз направленного ответвителя

кабель разрывается и в разрыв вставляется электронный приемопередающий и коммутирующий блок (рис. 3). Этот блок ретранслирует всю информацию, введенную в кольцо другими источниками, гасит свою информацию, прошедшую через кольцо, и заменяет ее новой. Кроме того, он может считывать информацию, содержащуюся в любом канале. Один из электронных блоков является центральным. Он вырабатывает синхронимпульсы, а также содержит блок гибкой памяти, согласующий время распространения сигнала по кольцу с целым числом интервалов между синхронимпульсами.

Каждому частному каналу соответствует определенная временная позиция (рис. 4) информационного импульса относительно более узкого синхронимпульса. Десять интервалов соответствуют десяти каналам связи. Восемь групп из десяти тактовых интервалов каждая объединены в байт, содержащий по 8 битовых посылок в каждом из десяти каналов. Начало каждого байта отмечено удвоенной паузой перед синхронимпульсом. Таким образом, система передает информацию байтами. Ввод и вывод сигналов производятся в каждом приемопередающем блоке в параллельном 8-разрядном коде со скоростью 100 кбайт/с. Для передачи низкоскоростных потоков информации (например, показаний датчиков) каждый из восьми разрядов можно использовать как независимый последовательный канал, работающий со скоростью 10 кбит/с.

Каждый электронный блок может передавать в любом из десяти возможных каналов. Коммутация каналов происходит путем замыкания или размыкания набора контактных пар и может осуществляться как механическими переключателями вручную, так и дистанционно путем изменения потенциалов на этих парах.

Оптическими излучателями служат светодиоды ИЛПН-301-1, а в качестве фотоприемников установлены кремниевые pin-фотодиоды. Размер приемопередающего электронного блока вместе с питающим устройством $10 \times 15 \times 20$ см. Допустимое затухание в оптическом кабеле между соседними приемопередающими блоками может достигать 20 дБ. Применяется оптический кабель на основе световода «Гради», изготовленный в ИРЭ АН СССР.

Система установлена и испытана в ИРЭ АН СССР. Оптические кабели протянуты в подземных трубах рядом с обычными телефонными и силовыми электрическими кабелями и в металлических трубах, подвешенных между зданиями. Двухлетние испытания показали, что система работает надежно, существенных изменений затухания в оптических кабелях не наблюдалось. С помощью кольцевой системы волоконно-оптических каналов осуществлена связь двух удаленных друг от друга ЭВМ. Предполагается соединение ряда ЭВМ и экспериментальных установок, удаленных на расстояние до 1 км в единый измерительно-вычислительный комплекс. Введение системы в регулярную эксплуатацию сдерживается из-за отсутствия математического обеспечения и периферийного оборудования.

Опыт разработки и испытаний кольцевой волоконно-оптической системы цифровых каналов показал, что для ее усовершенствования необходимо ввести оптические коммутаторы-замыкатели, пропускающие оптический сигнал мимо отключенного приемопередающего блока и автоматически размыкающие оптический канал при его включении. Необходимо также более детально разграничить функции отдельных узлов приемопередающего блока, разделив конструктивно и в математическом обеспечении функции коммутации, адресации и ретрансляции сигналов с тем, чтобы повысить ее адаптивность к решению различных задач и совместимость с различным периферийным оборудованием.

При разработке дуплексных линий и сложно разветвленных систем связи на световодах возникла потребность в создании широкого класса управляемых и неуправляемых элементов на световодах, в том числе направленных ответвителей, разветвителей коммутаторов и др. К настоящему времени в ИРЭ АН СССР разработаны направленные ответвители и делители волоконно-оптических каналов типа «звезда» на световодах «Градан». Эти элементы просты по конструкции и технологичны, они доступны для промышленного освоения. Разработаны два типа направленных ответвителей. Один из них состоит из двух слабоизогнутых световодов с удаленными шлифовкой и полировкой оболочками, прижатых друг к другу оголенными световедущими жилами (рис. 5).

Технология их изготовления весьма проста. В стеклянной призме размером $45 \times 22 \times 7$ мм прорезается канавка с радиусом кривизны 300 мм, в которую затем вклеивается волокно. Призма с волокном шлифуется и полируется так, чтобы вскрыть участок световедущей жилы на длине 4,5—5 мм. Затем две призмы юстируются между собой так, чтобы совместить сошлифованные участки волокон. Все технологические операции по обработке волокна осуществляются контролируемым образом, что гарантирует высокий процент выхода ответвителей и хорошую воспроизводимость их параметров.

По разработанной технологии изготовлено более 20 образцов ответвителей. В лучших образцах дополнительные потери не превышают 0,5 дБ (без учета потерь в оптических разъемах), средние потери 1,5 дБ. Дополнительные потери рассчитываются по формуле

$$L = 10 \lg \frac{P_2 + P_3 + P_4}{P_1} [\text{дБ}],$$

где P_1 — мощность, вводимая в один из световодов, а $P_2 + P_3 + P_4$ — суммарная мощность света, выходящего через три других световода.

Коэффициент направленности, рассчитываемый по формуле

$$K = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} [\text{дБ}],$$

в среднем равен 45 дБ.

Другой направленный ответвитель содержит круто изогнутый участок световода. Радиус изгиба берется таким, чтобы определенная часть излучения вышла из световедущей жилы в оболочку. Изогнутая часть световода погружена в иммерсионную среду, так что вышедшее из жилы излучение покидает оболочку. Экспериментальные и теоретические исследования выхода излучения на крутом изгибе световода показали, что можно подобрать такие параметры изгиба, чтобы из световода выходила вполне определенная часть распространяющегося по нему излучения, причем выходящее излучение ограничено узким интервалом углов, близким к апертуре излучения, выходящего из торца световода. Выходящий световой пучок можно направить на фотодетектор или в другой световод. В первом случае дополнительные потери не превышают 1 дБ, а коэффициент направленности равен 40—50 дБ. Во втором случае дополнительные потери увеличиваются до 3—4 дБ, а коэффициент направленности превышает 60 дБ. Направленные ответвители на крутом изгибе световода очень просты в изготовлении. Их применение целесообразно, в основном, в тех случаях, когда ответвленное излучение необходимо или можно детектировать непосредственно около основного световода.

Делители волоконно-оптических каналов типа «звезда» с делением на 7 и 19 каналов состоят из конического стеклянного световода и пучка выходных световодов, приклеенных к выходному торцу конического световода. Входной торец конического световода имеет диаметр световедущей жилы, равный диаметру световедущей жилы подводящего световода или диаметру светящейся площадки излучателя. Делитель может быть подключен прямо к излучателю без дополнительного согласующего элемента, поскольку конический световод делителя трансформирует широкоапертурное излучение источника в низкоапертурное излучение на выходном торце делителя-фокуса и тем самым увеличивает коэффициент ввода излучения в выходные световоды. Выходные световоды изготовлены из многокомпонентного стекла. Они имеют тонкую светотражающую оболочку (2 мкм) и оканчиваются разъемными оптическими соединителями. Суммарные дополнительные потери не превышают 3 дБ.

Волоконно-оптические датчики

Современная промышленность предъявляет ряд требований к устройствам, предназначенным для измерения различных физических величин. Одним из наиболее серьезных требований является то, что чувствительные элементы измерительных устройств — датчики физических величин — должны надежно работать в экстремальных условиях, в частности: в зонах с высоким уровнем электромагнитных помех, при больших перепадах электрического потенциала, при высокой интенсивности ионизирующей радиации, во взрывоопасной атмосфере и т. п. Возникающие при этом проблемы не могут быть решены с помощью обычно применяемых

датчиков и традиционных методик измерений, которые, как правило, основаны на преобразовании измеряемой величины в значение какой-либо из характеристик электрического сигнала, а передача информации от датчика к измерительному элементу осуществляется с помощью электрического тока.

Перспективным направлением, позволяющим успешно решать задачи измерения в экстремальных условиях, является использование средств и методов световодной техники. Применение световодов в измерительных устройствах может идти двумя путями. Во-первых, на уровне передачи информации, когда электрический сигнал от обычного датчика физической величины преобразовывается в световой и передается по волоконно-оптической линии связи (ВОЛС). При этом измерения могут проводиться, когда на трассе передачи информации от датчика действуют сильные электромагнитные помехи. Во-вторых, можно использовать световоды на уровне построения световодных датчиков физических величин. Применение световодных датчиков не только повышает эффективность известных методов измерения, но дает также возможность реализовать новые физические принципы построения измерительных устройств и позволяет включать датчики непосредственно в волоконно-оптические каналы связи без дополнительных преобразователей сигналов.

Датчики на основе световодов можно разделить на две группы. К первой группе относятся датчики, в которых измеряемая физическая величина непосредственно воздействует на интенсивность, поляризацию, фазу или время распространения света в световоде. В качестве примера можно привести интерференционные датчики скорости вращения и давления звука, в которых внешнее воздействие приводит к изменению фазового сдвига на выходе волоконно-оптического интерферометра.

Ко второй группе относятся датчики, включающие в себя дополнительные элементы для преобразования измеряемой величины в другую физическую величину, которая в свою очередь воздействует на указанные выше характеристики света, распространяющегося в световоде. Примером может служить датчик давления с мембраной, смещение которой измеряется с помощью световодного датчика перемещения, например на основе разрыва световода.

Датчики первой группы весьма перспективны, так как с их помощью реализуются новые методы измерения физических величин.

Круг величин, измеряемых посредством датчиков первой группы, пока сравнительно узок, однако он постоянно расширяется по мере развития элементов световодной техники и в результате целенаправленного создания специальных типов световодов для датчиков.

Вторая группа датчиков гораздо обширнее первой. Основой их может быть любой из датчиков первой группы. Выбор элементов, преобразующих измеряемую величину в величину, воздей-

ствующую на датчик первой группы, довольно широк. Поэтому световодные датчики определенной физической величины можно реализовать многими способами, выбирая в качестве основы различные датчики первой группы в сочетании с различными преобразовательными элементами. Эти элементы во многих случаях целесообразно конструировать на базе промышленных измерительных приборов. Интерес к световодным датчикам второй группы вызван возможностью их скорейшего внедрения в промышленность.

В ИРЭ АН СССР разработаны датчики, в основу которых положены традиционные методики измерения физических величин, а световоды, как и в других датчиках второй группы, играют роль вторичных преобразователей информации. Задача в этих устройствах токоведущих линий на световодные позволила упростить конструкцию датчиков, повысить их надежность и обеспечить полную взрывобезопасность. Типичным представителем датчиков первой группы является датчик угловой скорости (ДУС) на волоконных кольцевых интерферометрах (ВКИ). Впервые явление сдвига интерференционных полос кольцевого интерферометра во вращающейся системе отсчета было обнаружено в 1912 г. Ф. Харресом и независимо в 1913 г. Г. Саньяком; именем первого оно и было впоследствии названо. Первоначальное объяснение этого эффекта было дано в рамках представлений об увлечении света средой, которое впоследствии было уточнено с помощью общей теории относительности. Оказалось, однако, что в первом порядке по v/c количественные оценки совпадают и дают величину фазового сдвига между встречными волнами $\Delta\varphi = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega_{вр}$, где $\Omega_{вр}$ — угловая скорость вращения замкнутого контура, образованного путями распространения встречных волн, S — площадь этого контура, λ и c — длина волны и скорость света в вакууме. Кольцевой интерферометр может быть выполнен на волоконном световоде, свернутом в многовитковый контур. В этом случае $S = N \cdot S_0$, где S_0 — площадь одного витка, а N — число витков. Оценка предельной чувствительности к вращению такого интерферометра (по дробовому шуму) дает величину порядка 10^{-3} град/ч.

Практическая реализация датчика угловой скорости (ДУС) на волоконном кольцевом интерферометре (ВКИ) требует решения ряда проблем, основными из которых являются следующие.

1. Создание одномодовых волоконных световодов (ОВС) с малыми потерями при намотке на контур ВКИ диаметром 8—10 см, достаточно высокой механической прочностью и стабильными геометрическими размерами.
2. Разработка источников излучения, пригодных по комплексу свойств для использования в волоконном интерферометре.
3. Создание элементной базы, обеспечивающей управление параметрами излучения в схеме ВКИ: разветвителей, модуляторов, переключателей, развязок, невзаимных элементов и т. п.
4. Снижения уровня шумов ВКИ, связанных с поляризацион-

ными свойствами световодов, рассеянием и отражением света в волоконном контуре, зависимостью характеристик ОВС от внешних условий и т. п.

В настоящее время можно считать, что проблема ОВС в принципе решена: созданы и испытаны в лабораторных условиях ОВС с достаточно малыми потерями и с приемлемыми для использования в волоконных гироскопах другими параметрами. Однако волокна ИРЭ АН СССР в настоящее время еще имеют недостатки, затрудняющие их использование в ВКИ, а именно: относительно высокие потери на длине волны 0,85 мкм при намотке в рабочий контур ВКИ, нестабильность механических и геометрических характеристик световодов. Эти проблемы находятся в стадии решения.

Достигнут значительный прогресс в создании полупроводниковых источников света промышленностью, имеются лазерные излучатели, обеспечивающие введение в ОВС на длине волны 0,85 мкм около 10% номинальной мощности излучателя. Этого уже достаточно для работы ВКИ при условии, что ОВС в контуре ВКИ обладает собственными потерями не более 5 дБ/км. Имеется излучатель на длине волны 1,3 мкм с существенно лучшими характеристиками, однако на эту длину волны нет еще приемлемых ОВС. Следует отметить, что полупроводниковые лазерные и суперлюминесцентные излучатели, предназначенные специально для возбуждения ОВС, промышленностью еще не выпускаются.

Элементная база для ВКИ в настоящее время еще не освоена и ее приходится создавать самим исследователям ВКИ. Вообще же просматриваются две тенденции, одна из которых связана с разработкой полностью волоконного ВКИ, а вторая — со стремлением использовать в ВКИ интегрально-оптические устройства для управления излучением. Преимуществом первого пути является то, что им можно воспользоваться уже сегодня для создания не только единичных экземпляров ВКИ, но и серий таких устройств. В ИРЭ АН СССР в плане реализации такого ВКИ создана лабораторная технология изготовления направленных ответвителей на ОВС, лазерной сварки ОВС, разработаны модуляторы и деполяризаторы. Однако в перспективе этот путь может оказаться нетехнологичным в условиях массового производства. Интегрально-оптические элементы обеспечивают более широкий спектр функциональных возможностей, допускают их массовое производство, позволяют объединить все элементы ВКИ, кроме волоконного контура, в единое целое. Однако технологическая база для изготовления таких элементов в ИРЭ АН СССР и степень их научной проработки явно недостаточны, хотя работа в этом направлении ведется и есть основание считать, что первые образцы интегрально-оптических элементов появятся в институте в ближайшее время.

Основные источники шумов ВКИ в настоящее время изучены достаточно подробно. Разработаны методы их минимизации, предложен ряд схем ВКИ, существенно снижающих влияние поляризационной нестабильности ОВС и паразитных отражений. Основ-

ная трудность в реализации таких схем — это несовершенство элементной базы, сложность изготовления волоконных элементов из ОВС с несовершенной геометрией.

В настоящее время создано три поколения макетов ВКИ на дискретных оптических элементах (линзовая оптика, делительные пластины, механическая юстировка оптических элементов), предназначенных для проведения физических исследований. Чувствительность к вращению лучшего макета составляет около 10 град/ч. Создан макет ВКИ на многомодовом световоде в полностью волоконном исполнении с волоконным контуром диаметром 10 см и чувствительностью к вращению около 15 град/ч. Кроме того, впервые в СССР создан макет волоконного ВКИ на одномодовом световоде, который находится в стадии исследования. Оценка чувствительности такого ВКИ к вращению показала, что она лучше 1 град/ч.

К датчикам первой группы следует отнести и волоконно-оптические датчики с крутым изгибом волоконного световода. Основным элементом этих датчиков является световод, изогнутый настолько, чтобы существенная часть или все излучение вышло из световедущей жилы в оболочку. Если изогнутая часть световода находится в воздухе, все или почти все излучение, вышедшее в оболочку, отражается на ее поверхности и при определенных условиях возвращается в световодущую жилу на выходе из изгиба. При погружении изогнутой части световода в жидкость с достаточно большим показателем преломления условия полного отражения на внешней границе оболочки световода нарушаются и излучение покидает световод. В некотором интервале значений показателя преломления коэффициент пропускания света изогнутым световодом изменяется от нуля до величины, близкой к единице. Таким образом, устройство, состоящее из излучателя, подводящих световодов, содержащих в нужном месте изгиб с радиусом кривизны 1—3 мм, и фотоприемник могут служить датчиком показателя преломления среды или любой другой физической величины, изменения которой связаны с изменением показателя преломления: температуры, давления, плотности, концентрации примеси, электрического и магнитного поля и др. Чувствительность к изменению показателя преломления простыми средствами может быть доведена до 10^{-6} . Чувствительная область такого датчика имеет размер 1—2 мм, а постоянная времени равна 1 с.

Первым был исследован датчик уровня жидкости (точность срабатывания 0,4 мм) и затем датчик температуры (чувствительность 10^{-3} °C). Крутой изгиб световода может работать в качестве ячейки оптического спектроскопа и дистанционно регистрировать как поглощение, так и дисперсию в спектральных линиях жидких сред. Длина световодов, соединяющих изогнутую чувствительную часть световода с электронной аппаратурой, зависит от их качества и может равняться в настоящее время нескольким километрам.

Данный обзор не является исчерпывающим изложением всех работ в области световодных систем связи и датчиков, выполненных

в ИРЭ АН СССР в последнее время. Разработаны и исследованы аналоговые ВОЛС различного назначения, в том числе видеотелефонная система связи, двусторонняя ВОЛС для соединения терминальной станции с выносным терминалом и другие. Исследованы также разработанные волоконно-оптические датчики, в которых использованы явления люминесценции, рэлеевского рассеяния, отражения от свободного торца световода, акустооптический, электрооптический и магнитооптический эффекты и другие.

Разработаны и экспериментально исследованы также простейшие системы, объединяющие некоторое число волоконно-оптических датчиков (в частности, датчик уровня жидкости) в единую измерительную систему. На основе этих работ можно сделать вывод, что уже на современном уровне развития элементной базы существуют широкие возможности для практического применения волоконно-оптических систем связи, волоконно-оптических датчиков и объединения их в единые измерительные комплексы.

УДК 621.371:621.396+537.86

Дистанционное определение влажностных свойств земных покровов радиотеплолокационными средствами. Проблемы, решения, использование в народном хозяйстве

Н. А. АРМАНД, А. М. ШУТКО

В настоящее время во многих странах получили развитие радиофизические методы дистанционного изучения природной среды [1—3]. Становление и проведение этих работ в Советском Союзе и непосредственно в ИРЭ АН СССР связано с именем профессора А. Е. Башаринова [1, 3—8, 14].

Одним из направлений радиофизических исследований является использование радиотеплолокации или сверхвысокочастотной (СВЧ) радиометрии для изучения влажностных характеристик земных покровов.

Восемнадцать лет назад были проведены первые летные эксперименты по исследованию взаимосвязи поля излучения в сантиметровом диапазоне волн с влажностью почвы. Дистанционные измерения были выполнены с борта летной лаборатории ИЛ-12 [4]. Впервые в натурных условиях была выявлена устойчивая зависимость интенсивности излучения от влажности.

Сегодня в результате проведения обширных исследований, прежде всего экспериментальных — в лабораторных, стационарных наземных условиях, с борта самолетов-лабораторий и ИСЗ — разработаны эффективные методы определения влажности почв, уровня залегания грунтовых вод, а также биометрических характеристик растительных покровов, степени засоления и химического загрязнения поверхностных вод.

Какие же научные проблемы потребовалось решить для того, чтобы научиться извлекать из электромагнитного поля собственного излучения столько важной информации о геофизических параметрах подстилающих покровов, чтобы от фундаментальных построений Планка, Кирхгофа, Рытова перейти к техническим решениям, нашедшим применение в различных областях народного хозяйства?

В соответствии с классическими представлениями, основанными на законе Кирхгофа, интенсивность излучения в СВЧ-диапазоне в приближении Рэлея—Джинса пропорциональна яркостной температуре T_H , которая определяется произведением коэффициента излучения ϵ на термодинамическую температуру T_Σ в пределах эффективно излучающего слоя l_Σ (скин-слоя)

$$T_H = \epsilon T_\Sigma.$$

(1)

Коэффициент излучения зависит от диэлектрических свойств среды, которые, в свою очередь, определяются множеством геофизических параметров — влажностью, плотностью, составом грунта, соленостью почвенного раствора, температурой. Он также зависит от геометрических параметров неровностей. Эффективное значение температуры скин-слоя определяется профилем термодинамической температуры, влажностью, длиной электромагнитной волны.

При таком многообразии факторов, влияющих на интенсивность излучения, первая, наиболее важная, проблема, которую предстояло решить, заключалась в следующем: требовалось установить, какая влага, содержащаяся в почве, оказывает определяющее влияние на характеристики излучения — коэффициент излучения и толщину эффективного излучающего слоя — и в каких единицах выражать значения влажности (% веса, % объема и т. п.).

Почему именно эта проблема оказалась первоочередной?

Эксперименты убедительно показали, что в различных районах страны, на конкретных полях, отмечается устойчивая радиационно-влажностная зависимость. Однако крутизна этой зависимости от поля к полю, от одного региона к другому изменяется в 1,3—2 раза.

С какой влажностью в этих экспериментах сопоставлялись данные дистанционных СВЧ-радиометрических измерений? С относительной массовой — m [%], определяемой термостатно-весовым методом, $m = \frac{w_\Sigma - w_c}{w_c} \cdot 100\%$, где w_Σ и w_c — массы влажного

и сухого (после высушивания) образцов почвы соответственно. Именно таким образом в подавляющем большинстве случаев определяют влажность на полях агрономы, мелиораторы, почвоведы.

Обработка данных многочисленных экспериментов показала, что вариации интенсивности поля излучения обусловлены не относительной весовой влажностью, а абсолютной объемной, т. е. количеством воды в единице объема почвогрунта. Но какой воды? Ведь в почве различают следующие формы влаги: прочно-связанную, рыхлосвязанную и свободную. Связанная влага — это пленочная вода, адсорбированная поверхностью частиц грунта. Толщина пленки составляет 6—8 молекулярных слоев. Свойства связанной воды на низких частотах (кГц) подобны свойствам льда — малая подвижность, диэлектрическая проницаемость близка к 1,5—2. Однако в СВЧ-диапазоне ее свойства не были достаточно изучены применительно к различным типам почвогрунтов.

Свободная влага усваивается растениями, способна испаряться при температуре окружающего воздуха, протекать сквозь поры под действием гравитационных сил, подниматься по капиллярам в результате смачивания. Действительная часть диэлектрической проницаемости составляет от 30—40 на сантиметровых волнах до 75—80 на волнах дециметрового диапазона.

Предстояло исследовать радиационно-влажностные зависимости, прежде всего в контролируемых лабораторных условиях, для различных типов грунтов — песчаных, глинистых и многих других типов — и установить экспериментально взаимосвязь коэффициента излучения и толщины скин-слоя с формами и категориями влаги. В результате было показано, что радиационные характеристики определяются количеством свободной воды в единице объема почвогрунта и практически не зависят от его типа (рис. 1 и 2). Это фундаментальная радиационно-влажностная зависимость [1, 2, 5—7, 9]. Приоритет ее получения в 1975 г. [6, 7] был отмечен в работах американских специалистов [8].

Далее предстояло решить вопрос о степени влияния множества других геофизических параметров — плотности, температуры, солености, количества гумуса, корневой системы — на радиационные характеристики. Обратились к формулам смеси. Отметим, что строгих теорий смеси на СВЧ не существует. Выполнили анализ применимости 13 известных формул, полученных для диапазона НЧ или описывающих поведение когерентной составляющей поля, для описания радиационной модели почвогрунта путем сопоставления расчетных значений комплексной диэлектрической проницаемости с данными экспериментов [10]. Было показано, что помимо трех формул — Лихтенекера, Бруггемана — Ханаи и «рефракционной» все остальные преобразуются¹ к формулам Оделевского для смесей матричного и статистического типов. Выполненные расчеты и результаты их сопоставле-

¹ Преобразования выполнены Е. А. Реутовым

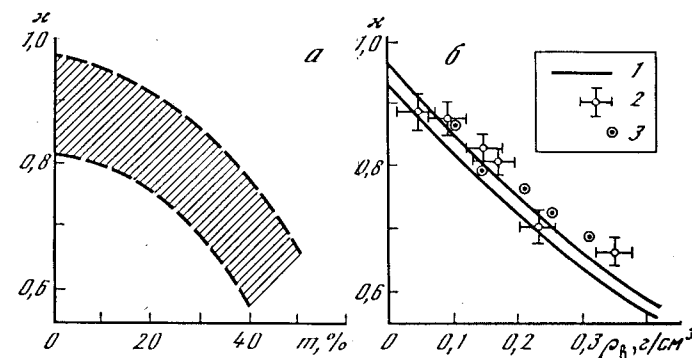


Рис. 1. Примеры сопоставления значений коэффициентов излучения с относительным весовым содержанием общего количества влаги m (связанной и свободной) (а) и объемным весом свободной влаги ρ_v (б)

1 — расчет с использованием модели смеси, описываемой соотношением (2), $\lambda = 2,25$ см; 2 — натурный эксперимент на полях с различной плотностью грунта (0,8—1,7 г/см³), $\lambda = 2,25$ и 3,4 см; 3 — данные лабораторных измерений, $\lambda = 2,25$ см

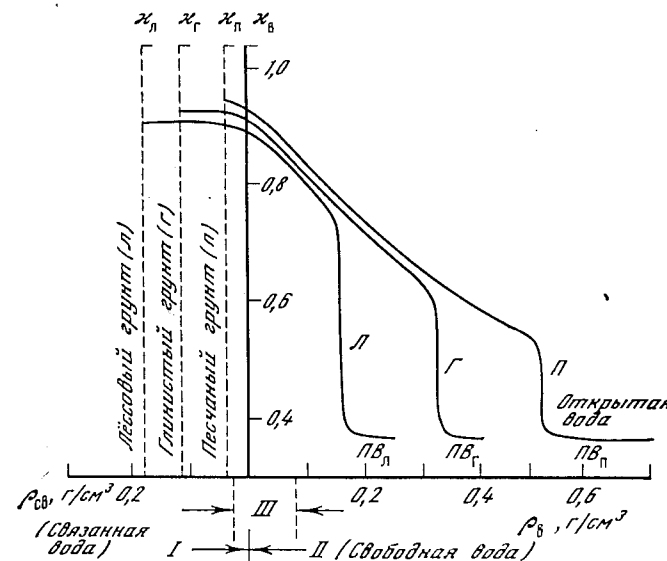


Рис. 2. Зависимость коэффициента излучения от содержания влаги в грунтах различных типов (обобщенное представление)

Форма влаги: I — связанная $\rho_{св}$; II — свободная, ρ_n ; III — рыхлосвязанная; ПВ — полная влагоемкость (все поры в грунте заполнены водой)

ния с экспериментом [5, 9, 10] выявили, что наилучшее соответствие достигается при использовании «рефракционной» модели смеси, в соответствии с которой

$$\sqrt{\epsilon_{см}} = \rho_v \sqrt{\epsilon_v} + (1 - \rho_v) \sqrt{\epsilon_s}, \quad (2)$$

где $\epsilon_{см}$, ϵ_v , ϵ_c — комплексные значения диэлектрической проницаемости влажного грунта, воды и сухого грунта соответственно; ρ_v — объемный вес воды.

При использовании выражений для коэффициентов отражения Френеля R ($\epsilon_{см}$) и толщины скин-слоя l_d ($\epsilon_{см}$) соотношения (1) и (2) позволяют связать радиационные характеристики с анализируемыми параметрами — влажностью, плотностью грунта, его температурой, минерализацией почвенного раствора [5,9].

Отмечается определяющее влияние вариаций свободной влаги на интенсивность СВЧ-излучения почвогрунта. Значение крутизны радиационно-влажностной зависимости достигает — 200 К/(г/см³) и более. Чувствительность поля излучения к вариациям плотности грунта на полтора порядка меньше, чем к вариациям влажности. В значительно увлажненном грунте отмечается определенное влияние вариаций солености на интенсивность поля излучения в диапазоне дециметровых волн. Как показали данные измерений в контролируемых лабораторных условиях и результаты расчетов, различие между модельными и экспериментальными значениями чувствительности поля излучения к вариациям отмеченных параметров не превышает 20% (см. пример сопоставления зависимости χ от влажности на рис. 1).

В литературе (см., например, [15]) установилось представление, что погойное поглощение электромагнитных волн в глинистых грунтах больше, чем в песчаных. Радиометрические эксперименты, выполненные в контролируемых лабораторных условиях и расчеты с использованием модели (2) позволили установить, что при прочих равных условиях коэффициент поглощения практически не зависит от типа грунта — размеров частиц, его плотности, а определяется количеством солей (или других химических веществ, изменяющих, главным образом, мнимую часть диэлектрической проницаемости). При одинаковом количестве свободной влаги и одинаковом количестве растворенных в ней солей песчаный и глинистый грунты характеризуются близкими значениями коэффициента поглощения. Тот факт, что в большинстве случаев поглощение электромагнитных волн в глинистых грунтах больше, чем в песчаных, говорит о том, что в глинистых грунтах содержится солей больше, чем в песчаных, а не о том, что мелкодисперсный грунт поглощает сильнее крупнодисперсного.

Следующая проблема, которую предстояло решить, это получение оценок степени влияния рельефа местности и характера обработки почвы на радиационно-влажностную зависимость. В радиолокации, например, это вопрос первостепенной важности, потому что чувствительность поля обратного рассеяния к вариациям геофизических параметров, в частности к влажности почвы, проявляется лишь при наличии неровностей на зондируемой поверхности. Чем меньше высоты неровностей и чем ближе неровности, тем при прочих равных условиях меньше интенсивность сигнала, рассеянного в радиолокационном направлении, тем меньше чувствительность рассеянного сигнала к вариациям влажности.

Какова роль неровностей в СВЧ-радиометрии? Теория рассеяния и излучения волн разработана главным образом для двух типов неровностей — много меньших (метод малых возмущений) и больших (метод Кирхгофа) длины электромагнитной волны. Как показали расчеты и данные измерений, особенности рельефа (ландшафта) и крупномасштабные (по сравнению с длиной волны) неровности приводят к незначительным изменениям интенсивности излучения, достигающим не более 5—7 К [5,6] (для сравнения напомним, что изменение влажности — свободной влаги — на 0,1 г/см³ приводит к изменениям интенсивности излучения на 20 К). Не поддаются корректному теоретическому анализу неровности, соизмеримые с длиной электромагнитной волны, а они-то практически всегда присутствуют во вспаханной почве. Применение метода малых возмущений не обеспечивает, как показывают эксперименты, получение корректных оценок влияния малых по сравнению с длиной волны неровностей на характеристики поля излучения [6].

Анализ состояния вспаханной земной поверхности выявляет следующую специфическую особенность: появление неровностей при вспашке сопровождается разрыхлением приповерхностного слоя, увеличением пористости, уменьшением объемного содержания влаги ρ_v при неизменном значении относительной влажности m , что равносильно образованию переходного слоя с плавной изменяющимся значением диэлектрической проницаемости [9]. Из радиометрических экспериментов удалось выяснить, что как в случае соизмеримых, так и малых по сравнению с длиной волны неровностей, определяющим фактором в случае вспаханной земной поверхности является распределение объемного содержания свободной влаги в разрыхленном первичном слое (рис. 3).

Важной и весьма сложной проблемой явилось получение оценок и устранение экранирующего влияния такого сложного природного объекта, как растительный покров на характеристики излучения почвогрунта и в конечном итоге — на радиационно-влажностную зависимость. Для ее решения были проведены как теоретические, так и обширные экспериментальные исследования [5—7, 9, 11—13]. В теоретическом плане развивались модели смеси (для модели густой растительности в виде сплошной среды), исследовались дифракционные эффекты применительно к элементам растительных покровов в виде тонких диэлектрических цилиндров (модель стеблей), дисков и полос (модель листьев). В лабораторных условиях изучались сечения рассеяния и поглощения элементов растительности, а также проводились многолетние эксперименты по выращиванию характерных видов сельскохозяйственных культур — пшеницы, ячменя, овса и исследованию экранирующих свойств в зависимости от стадии вегетации, густоты, высоты, влагосодержания. Практически все виды сельскохозяйственных культур были исследованы в различных регионах страны на различных стадиях вегетации в экспериментах с борта самолета. В результате были полу-

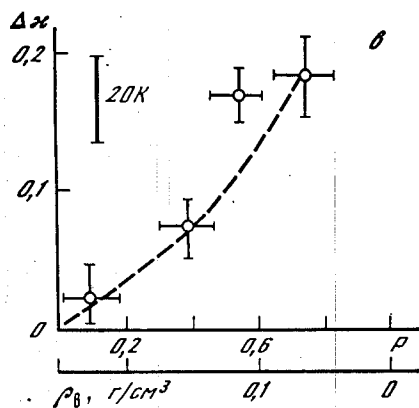
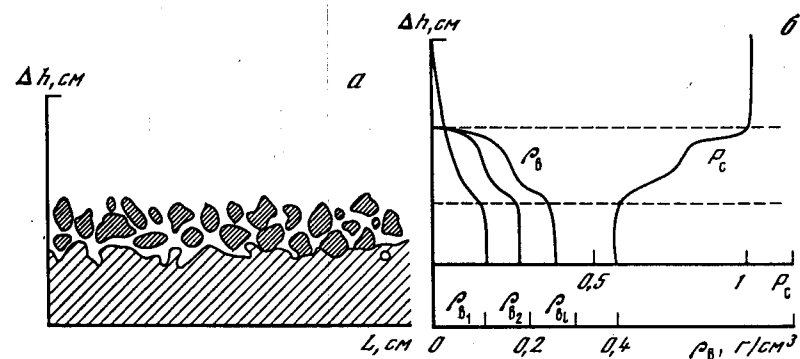


Рис. 3. Особенности СВЧ-излучения почвогрунта при рыхлом верхнем слое (характерные размеры неровностей меньше λ и соизмеримы с длиной волны)

а — структура почвогрунта (схематическое представление); б — профиль пористости P_c и объемной влажности; в — приращение коэффициента излучения с увеличением пористости почвогрунта при фиксированном значении относительной влажности (лабораторный эксперимент, $\lambda = 2,25$ см)

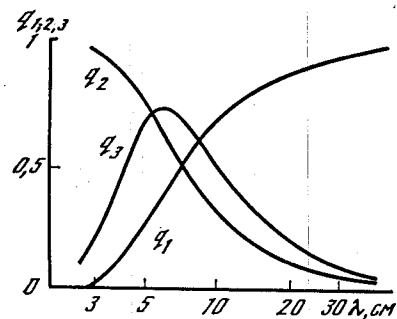


Рис. 4. Спектральная зависимость чувствительности поля излучения системы растительность—почва к вариациям влажности почвы ρ_v , сомкнутости ξ и биомассы Q растительности (расчет при $\xi = 1$, $Q = 50$ г/га)

$$a_1 = a \frac{\partial T_{пр}^n}{\partial \rho_v}; \quad a_2 = b \frac{\partial T_{пв}^n}{\partial \xi}; \quad a_3 = \frac{\partial T_{пр}}{\partial Q}$$

чены данные о чувствительности поля излучения к вариациям влажности почвы при различных биометрических характеристиках растительных покровов и чувствительности к собственно биометрическим характеристикам — биомассе, плотности, температуре растительности в широком диапазоне сантиметровых и дециметровых волн (рис. 4). На основе полученных данных разработаны спектральные методы определения влажности при наличии растительности, методы оценки влияния вариаций биометрических пара-

метров на точность определения влажности. Было, в частности, показано, что погрешность определения влажности связана с погрешностью оценки коэффициента пропускания растительности β соотношением [9]

$$\frac{\Delta \rho_v}{\rho_v} \approx -1,5 \frac{\Delta \beta}{\beta}. \quad (3)$$

Выполненные исследования позволили, таким образом, выяснить, какие из смежных факторов оказывают значительное влияние на радиационно-влажностную зависимость (были разработаны методики учета их влияния на точность определения влажности), а какие оказывают второстепенное влияние и могут не учитываться. В результате представилось возможным значительно уменьшить неопределенность радиационно-влажностной зависимости и обеспечить приемлемую для потребителей точность определения влажности, а именно: 7—10 градаций свободной влаги в интервале от 0 до полной влагоемкости в случае открытой почвы и 3—7 градаций при наличии посевов сельскохозяйственных культур.

При таких показателях точности СВЧ-радиометрический метод обеспечивает определение влажности (свободной влаги) в слое толщиной от единиц до нескольких десятков сантиметров в зависимости от степени увлажнения поверхности и реального профиля влаги в поверхностном слое.

При сопоставлении данных самолетных измерений интенсивности СВЧ-излучения с данными наземных измерений влажности на разных глубинах было обращено внимание на связь интенсивности излучения на дециметровых волнах с уровнем залегания грунтовых вод (УГВ). Многолетние исследования, выполненные в различных почвенно-климатических зонах страны, выявили наличие устойчивой взаимосвязи интенсивности излучения на волне 30 см с УГВ до глубины 1—2 м в условиях Европейской части СССР (Украина, Молдавия, Прибалтика) и до 3—4 м в условиях Средней Азии. Обратил на себя внимание тот факт, что во многих случаях глубина залегания грунтовых вод, регистрируемая СВЧ-радиометром, превышала в 2—3 раза толщину скин-слоя. Потребовалось разработать модели, удовлетворяющие физическим представлениям о распределении влаги над УГВ и адекватно описывающие радиационные характеристики земных покровов при залегании УГВ в указанных интервалах. Исследования показали, что в условиях крупнозернистого грунта, когда невелика высота капиллярной каймы, т. е. поремонно увлажненного слоя над уровнем грунтовых вод, образующегося за счет смачивания частиц, удовлетворительная интерпретация данных обеспечивается слоистой моделью почвогрунта [14].

В случае мелкозернистого грунта (глинистого, лессового), в условиях болот и при наличии торфа высота подпитки капиллярной каймы колеблется от 1—1,5 до 2—3 м. Оказывается, что для таких районов возможность оценки УГВ радиометрическим ме-

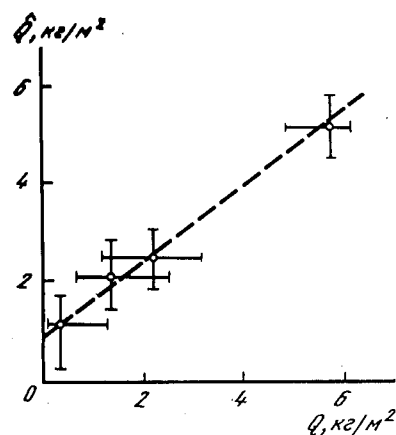
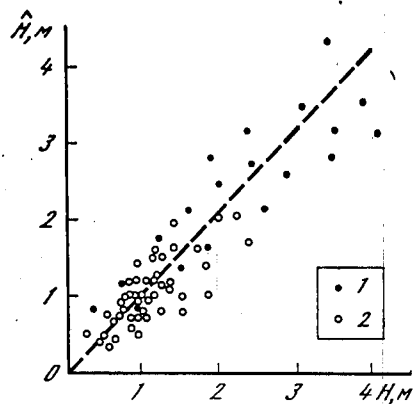


Рис. 5. Пример сопоставления СВЧ-радиометрических оценок уровня грунтовых вод и данных прямых наземных измерений: 1 — Средняя Азия (Туркмения); 2 — Прибалтика (Эстония)

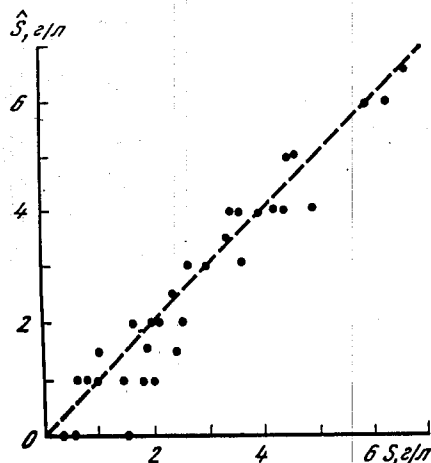


Рис. 6. Пример сопоставления СВЧ-радиометрических оценок биомассы надводной части камышовой растительности и данных прямых наземных измерений. Одесская область

Рис. 7. Пример сопоставления СВЧ-радиометрических оценок солености воды и данных прямых измерений. Одесская область

тодом обусловлена зависимостью влажности у земной поверхности, фиксируемой радиометром, от уровня залегания грунтовых вод [9]. Причем зависимость интенсивности излучения от УГВ характеризуется высокими показателями устойчивости: с вероятностью 0,87 отклонение радиометрических оценок от данных наземных измерений не превышает $\pm 0,3$ м в интервале значений УГВ 0—2 м и не превышает $\pm 0,5$ м в интервале 2—3,5 м (рис. 5). Так была выявлена еще одна фундаментальная взаимосвязь радиационных и геофизических параметров — связь интенсивности излучения на дециметровых волнах с УГВ неглубокого залегания в условиях установившегося увлажнения в зоне аэрации.

Затем был сделан следующий шаг к обобщению полученных результатов: коль скоро интенсивность излучения зависит от значений влажности у поверхности, а это значение определяется

уровнем грунтовых вод, то, вероятно, и запас всей влаги от УГВ до поверхности определяется уровнем грунтовых вод, связан с влажностью у поверхности и, таким образом, может быть оценен по данным измерений интенсивности СВЧ-излучения. Сопоставление данных дистанционных измерений с данными об УГВ и профиле влаги над УГВ в районах Голодной степи УзССР подтвердило справедливость таких модельных построений.

Остановимся на возможностях СВЧ-радиометрического определения биометрических характеристик растительных покровов. Спектральные особенности поглощения и рассеяния электромагнитного излучения в растительном покрове и связь этих показателей с плотностью и в целом с зеленой массой растительности обуславливают возможность получения радиометрических оценок указанных параметров растительности при спектральных измерениях. При этом задача существенно упрощается, если растительность подстиляется водой или переувлажненной почвой. Отличие радиометрических оценок биомассы от данных контактных измерений не превышает 20% (рис. 6).

Вода рек, озер, водохранилищ, используемая для поливов земель, должна характеризоваться определенными показателями чистоты. Так, например, соленость воды, используемой для орошения зерновых культур, не должна превышать 1 г/л, для орошения некоторых видов кормовых трав — 3 г/л. Выполненные теоретические и экспериментальные исследования (лабораторные и натурные) показали, что СВЧ-радиометрический метод обеспечивает возможность определения вариаций солености в интервале концентраций от 1—2 г/л до состояния насыщения водного раствора (рис. 7) [16—18]. Было показано, что для природных водоемов, содержащих до 70% соли NaCl, радиационные характеристики определяются прежде всего диэлектрическими свойствами раствора NaCl при слабой зависимости показателя от типов других солей. Разработаны также методы учета влияния волнения при оценке вариаций солености. Теоретически и экспериментально было показано, что поле излучения чувствительно также к концентрации кислот, щелочей, бытовых стоков [19]. В основе радиационно-минерализационных зависимостей лежит связь прежде всего проводимости раствора на дециметровых волнах со значением концентрации и типом растворенных веществ. Разработаны методики определения концентрации этих веществ по данным спектральных измерений СВЧ-излучения.

Таковы научные основы СВЧ-радиометрического метода дистанционного определения влажностных характеристик земных покровов, зеленой массы растительности, чистоты водоемов и те проблемы, которые были решены для реализации возможностей метода.

С 1976 г. начался этап опытно-производственных испытаний эффективности разработанных методик. Для реализации этих работ в СКБ ИРЭ были изготовлены СВЧ-радиометрические приборы на длинах волн 2,25; 18 и 30 см. На сегодняшний день опытно-

Таблица

Площади обследованные в процессе проведения опытных и производственных работ при помощи самолетной СВЧ-радиометрической аппаратуры

Район проведения работ	Размеры обследованных территорий, тыс. га	Сроки проведения работ
РСФСР		1980–1982
Московская область	5	
Саратовская область	150	
Краснодарский край	320	
Ставропольский край	200	
Украинская ССР		1977–1982
Крымская область	15	
Одесская область	10	
Киевская область	7	
Черкасская область	2	
Днепропетровская область	3	
Херсонская область	3	
Молдавская ССР	140	1978–1982
Эстонская ССР	15	1981–1982
Туркменская ССР	6500	1980–1982
Узбекская ССР	80	1976, 1981
Казахская ССР	10	1980
Азербайджанская ССР	2	1981
Армянская ССР	10	1982
Грузинская ССР	30	1982
Всего	7502 тыс. га	

производственные работы проведены более чем в 50 организациях различных министерств и ведомств 10 республик на площади около 7,5 млн га (см. таблицу). В качестве наиболее эффективного летного средства для дистанционных СВЧ-РМ съемок выбран самолет АН-2.

На рис. 8–11 приведены примеры, иллюстрирующие возможности практического использования метода.

В настоящее время проведены метрологическая аттестация разработанных СВЧ-РМ методов определения влажности почв и УГВ в системе Минводхоза с участием других заинтересованных организаций, а также солености и температуры водоемов в системе Госкомгидромета.

При Минводхозе и Госагропроме созданы 4 службы дистанционного определения влажности почв в Молдавии, Саратовской области, Краснодарском крае и Закавказье.

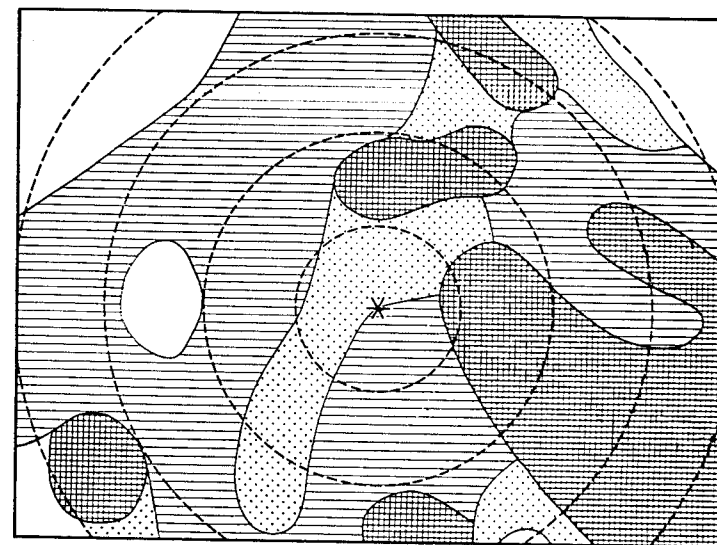


Рис. 8. Участок поля в оптическом диапазоне и карта влажности по данным СВЧ-радиометрических измерений в зоне работы поливальной установки «Фрегат» (ее местонахождение отмечено звездочкой)

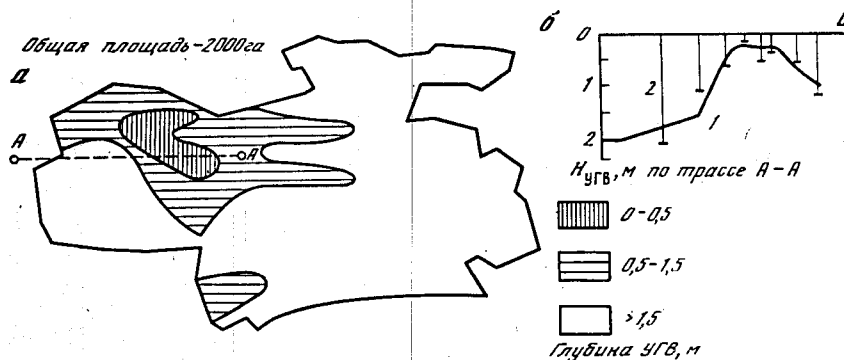


Рис. 9. Пример получения карты уровня грунтовых вод СВЧ-радиометрическим методом (а); результаты сопоставления СВЧ-радиометрических (1) и прямых наземных (2) оценок УГВ по трассе А—А (б). Эстония

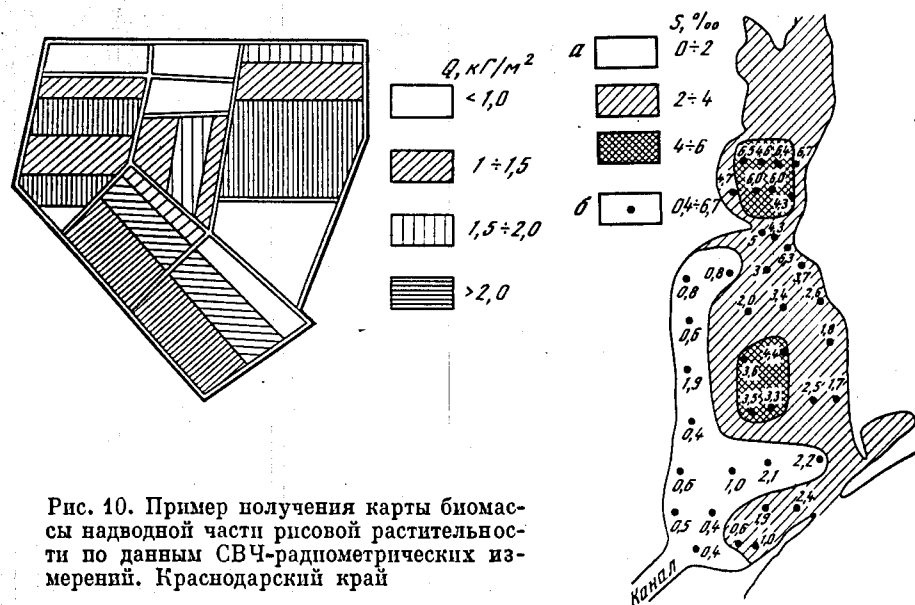


Рис. 10. Пример получения карты биомассы надводной части рисовой растительности по данным СВЧ-радиометрических измерений. Краснодарский край

Рис. 11. Пример получения карты солености вод озера СВЧ-радиометрическим методом (а) и данные прямых контактных измерений (б). Одесская область

В плане дальнейшего развития радиофизических методов проводятся перспективные исследования для решения таких задач, как оценка влагозапаса в метровом слое почвы путем использования площадных радиофизических и контактных наземных данных о влажности; изучение влагообеспеченности такыров в аридной зоне; оценка засоленности почвогрунтов; определение биометрических показателей растительных покровов; оценка глубины

промерзания почвогрунтов; изучение характеристик снежного покрова.

Развиваются работы по исследованию эффективности совместного использования СВЧ-радиометрических, активных радиофизических, оптических и ИК-радиометрических средств наблюдения для решения ряда народнохозяйственных задач.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность сотрудникам ИРЭ АН СССР Е. А. Реутову, А. А. Чухланцеву, А. Г. Гранкову, Б. М. Либерману, А. А. Мильшину, В. М. Полякову, Ж. Г. Язеряну, В. С. Аблязову, Ф. А. Мкртчяну, которые своим активным участием в работе способствовали развитию СВЧ-радиометрического метода и его внедрению в отраслевых организациях страны.

Литература

1. Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М. // Радиофизика. 1977. Т. 20, № 6. С. 809 (Изв. вузов).
2. Шутко А. М., Кутуза Б. Г., Яковлев О. И. и др. Радиофизические исследования планет. М.: ВИНТИ, 1978. 176 с. (Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника; Т. 16).
3. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радионизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
4. Башаринов А. Е., Шутко А. М. // Метеорология и гидрология. 1974. № 9. С. 17.
5. Башаринов А. Е., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 9. С. 1778.
6. Basharinov A. E., Shutko A. M. Simulations studies of the SHF radiation characteristics of soil moisture conditions: USA, NASA TT. Wash., 1975. F-16. 50 p.
7. Basharinov A. E., Butenko I. M., Parshina L. A. et al. Preliminary results of the UHF radiometric and direct ground studies of soil moisture in 1975 // Rep. Sov.-Amer. work. group: USA, NASA TT. Wash., 1976. F-17053. 10 p.
8. Joint US/USSR Program for investigation the determination of soil moisture with microwave methods // Draft of Final Report.: USA, NASA TT. Wash., 1977. 10 p.
9. Shutko A. M. // IEEE Trans. Geosc. and Remote Sensing. 1982. Vol. 20, N 1. P. 18.
10. Shutko A. M., Reutov E. A. // Ibid. P. 29.
11. Shutko A. M., Chukhlantsev A. A. // Ibid. P. 27.
12. Кирдяшев К. П., Чухланцев А. А., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 2. С. 256.
13. Чухланцев А. А., Шутко А. М. // Геодезия и аэросъемка. 1982. № 2. С. 80. (Изв. вузов).
14. Башаринов А. Е., Крылова М. С., Маслов А. И., Шутко А. М. // Вод. ресурсы. 1978. № 4. С. 72.
15. Лещанский Ю. И., Лебедева Г. Н., Шумилин В. Д. // Радиофизика. 1971. Т. 14, № 4. С. 562. (Изв. вузов).
16. Чухрай Г. И., Шутко А. М. // ДАН СССР. 1978. Т. 239, № 6. С. 1313.
17. Чухрай Г. И., Шутко А. М. // XII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. М.: Наука, 1978. С. 175.
18. Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 10. С. 2105.
19. Гранков А. Г., Либерман Б. М., Шутко А. М. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 3. С. 624.

Исследование помех естественного происхождения в диапазоне ОНЧ

Ю. Б. КОБЗАРЕВ, М. С. АЛЕКСАНДРОВ, З. М. БАКЛЕНЕВА,
Д. С. ДОБРЯК, В. А. ЕПАНЕЧНИКОВ, Л. Т. РЕМИЗОВ

Необходимость исследования флуктуаций электромагнитного поля Земли в диапазонах сверхдлинных волн, в особенности тех, которые обусловлены грозовой деятельностью, определяется тем, что такие флуктуации затрудняют работу радиослужб в этих диапазонах — дальней связи, службы времени, радионавигации и т. п.

Источниками наиболее мощных — импульсных помех ОНЧ являются разряды атмосферного электричества в грозовых очагах. Каждый удар молнии в землю или межоблачный разряд порождает одно или несколько ОНЧ импульсных колебаний — так называемых атмосфериков. Совокупность слабых атмосфериков от удаленных грозовых очагов и флуктуации ионосферного происхождения сливаются в шумовой фон малой, по сравнению с амплитудными значениями атмосфериков, интенсивности.

Изучение статистических характеристик атмосфериков в ИРЭ идет по двум направлениям: исследование свойств источников атмосфериков и исследование результирующего поля помех, созданного этими источниками. Каждое из этих исследований осуществляется с использованием методов математической статистики и статистической теории принятия решений.

По первому направлению, с применением теории оценки параметров случайных сигналов, развиваются методы местоопределения грозовых очагов при приеме атмосфериков из одной точки.

Задача определения пеленга источников атмосфериков уже получила в настоящее время удовлетворительное по точности решение. Методы же дальнометрии еще далеки от совершенства и дают недопустимо большие погрешности. На их совершенствовании и сосредоточено, в первую очередь, внимание исследователей.

Грозы могут наносить большой материальный урон: молнии вызывают лесные пожары, воспламенение танкеров, повреждение ЛЭП, аварии самолетов, нарушают работу ЭВМ и другой радиоэлектронной аппаратуры, угрожают жизни людей, град наносит ущерб урожаю.

Совокупность данных о местах и моментах времени ударов молний, полученных с помощью радиотехнических методов, позволяет сделать вывод о существовании грозового очага и о его развитии, вести оперативный контроль за грозовой обстановкой. Такой контроль весьма необходим.

Созданная в результате исследований кластерная модель грозовых очагов позволяет не только производить анализ текущего состояния грозовой деятельности, но и прогнозировать ее развитие в целях своевременной защиты народнохозяйственных объектов.

По второму направлению, используя законы распространения ОНЧ-колебаний в волноводе Земля—ионосфера, оказывается возможным оценить совокупное влияние гроз на формирование поля атмосферных помех в том или ином приемном пункте, в то или иное время суток и года, так как статистические свойства гроз как потока случайных событий изучены достаточно подробно в силу продолжительного времени наблюдения за ними. Построенная так территориально-временная модель поля атмосфериков дает сведения, необходимые при проектировании различных радиосистем, работающих в низкочастотных диапазонах. Кроме того, на основе систематических измерений характеристик поля ОНЧ-помех с применением аппарата теории случайных потоков была разработана статистическая модель связи импульсной и флуктуационной составляющих естественного электромагнитного поля Земли. Полученные результаты позволяют строить карты суточных изменений импульсных и флуктуационных помех, которые определяют практическую помехоустойчивость приема широкого класса полезных сигналов в ОНЧ-диапазоне.

1. Однопунктовая дальнометрия ударов молний

В диапазоне ОНЧ на расстояниях от 300 до 2500 км от источников грозовых разрядов многолучевое распространение атмосфериков — вдоль поверхности Земли и при отражении от ионосферы и Земли — приводит к тому, что принятая реализация атмосферика $u(t)$ представляет собой суперпозицию земного и одного или нескольких ионосферных лучей [1].

В области «тени» при $L > |2R_0| (|h_1 + \lambda| + |h_2 + \lambda|)$, где R_0 — радиус Земли, λ — длина волны, h_1 — высота электрического центра молниевых разрядов над землей, h_2 — высота подъема приемной антенны над землей, земной луч претерпевает дифракционное запаздывание относительно условного сигнала, распространяющегося со скоростью света.

Ионосферные лучи при $\lambda \ll H$, где H — эффективная высота ионосферы, могут быть рассчитаны по законам геометрической оптики.

Угол наклона k -го ионосферного луча к поверхности земли в точке излучения атмосферика составляет

$$\varphi_k = \arctg \frac{\cos(L/2kR_0) - R_0/(R_0 + H)}{\sin(L/2kR_0)}. \quad (1)$$

При выполнении условия $L < 2kR_0 \arctg \frac{\sqrt{2R_0H + H^2}}{R_0}$ дифракционным запаздыванием ионосферных лучей можно пренебречь.

При этом k -й ионосферный луч (при k отражениях от ионосферы и $k-1$ отражении от Земли) с учетом сферичности Земли проходит путь $L_k = 2k \sqrt{H^2 + 4R_0(R_0 + H) \sin^2(L/4kR_0)}$.

В общем случае принятая реализация сигнала $u(t)$ имеет вид

$$u(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k(W(t)) + \mu(t), \quad (2)$$

где $W(t)$ — форма атмосферика в источнике как функция времени, $\Psi_k(W(t))$ — функция преобразования формы сигнала в источнике к k -му лучу ($k=0$ соответствует земному лучу), $\mu(t)$ — аддитивная шумовая составляющая.

Функции Ψ_k зависят от расстояния до источника, высоты ионосферы, электрических свойств подстилающей поверхности, высот подъема излучателя и приемной антенны над поверхностью земли и других факторов.

Для однопунктовой дальнометрии при $500 \leq L \leq 1500$ км используется представление начальной части реализации атмосферика как суперпозиции одинаковых по форме земного и первого ионосферного лучей

$$u(t) = s(t) + A \cdot s(t - \tau), \quad 0 \leq t \leq T, \quad (3)$$

где $s(t)$ — форма земного луча как функция времени, A — соотношение амплитуды первого ионосферного и земного лучей, τ — временная задержка первого ионосферного луча относительно земного луча, T — интервал времени, включающий земной и первый ионосферный луч.

В первых дальнометрах, основанных на методе разделения земного и ионосферного лучей, использовалась только оценка τ — задержки первого луча относительно земного [2]. На экране осциллографа с длительным послесвечением, включенного в пороговом режиме, визуальнo определялась величина τ и по таблицам предвычислений оценивалось расстояние L до источника атмосферика. При этом определение дальности L занимало, по крайней мере, несколько секунд и, кроме того, лишь около 10% зарегистрированных атмосфериков могли быть использованы для дальнометрии [3].

Разработанный и описанный ниже способ дальнометрии по разности времени τ и соотношению амплитуд A первого ионосферного и земного лучей состоит в следующем.

Из принятой реализации $u(t)$ образуются функции времени $z(t, \tau, A)$ и $z(t, \tau, -A)$:

$$z(t, \tau, A) = \sum_{k=0}^n u(t - k\tau) A^k, \quad T < t \leq 2T, \quad (4)$$

где $n = E(T/\tau)$ (E — целая часть).

При отсутствии шумов $\mu(t) \equiv 0$ и получаем $z(t, \tau, A) \equiv 0$ на интервале $T < t \leq 2T$, так как все лучи на этом интервале взаимно скомпенсированы.

В реальном случае значения τ и A априори неизвестны и $\mu(t) \neq 0$. В качестве невязки выбирается величина E , определяемая как

$$E = \int_T^{2T} z^2(t, \tau, A) dt / \int_T^{2T} z^2(t, \tau, -A) dt. \quad (5)$$

Минимизируя E по τ и A , получаем значения оценок A^* и τ^* .

В качестве оценки L^* до источника молниевых разрядов выбирается значение L , которому соответствуют τ и A , близкие к полученным оценкам τ^* и A^* .

Блок-схема аналогового устройства, реализующего этот способ дальнометрии, показана на рис. 1. Принятая на вертикальную электрическую антенну реализация атмосферика $u(t)$ после фильтрации в полосе частот 10—30 кГц и усиления в «УФ» поступает параллельно в n каналов обработки (1, 2, ..., j , ..., n), каждый из которых соответствует диапазону дальностей $L_j \pm \Delta_j/2$, где $\Delta_j \simeq (0,05 \div 0,1) \cdot L_j$.

На выходе каналов имеется устройство, на схеме обозначенное «Мин», для определения канала, обладающего минимальной невязкой — E_i (или максимальным значением $\kappa_i = 1/E_i$), и в качестве оценки L^* выбирается значение L_i .

Блок-схема одного из каналов обработки, соответствующего средней дальности L_j до источника атмосфериков приведена на рис. 2. Канал содержит две параллельные ветви для образования невязки E_j . Каждая ветвь состоит из сумматора «Σ», ключа «КЛ⁽¹⁾», открываемого на время $0 < t \leq 2T_j$ (T_j — ожидаемая длительность суперпозиции земного и первого ионосферного лучей соответствует дальности L_j до источника атмосферика); усилителя с коэффициентом A_j (в первой ветви) или $-A_j$ (во второй ветви); линии задержки «ЛЗ» с временем задержки τ_j ; ключа «КЛ⁽²⁾», открываемого на время $T_j \leq t \leq 2T_j$; интегратора « $\int x^2 dt$ ». На выходе канала производится деление результатов, полученных с первой и второй ветви.

Такой способ однопунктовой дальнометрии является полностью автоматизированным и допускает применение быстродействующих ЭЦВМ.

Рассмотренный способ однопунктовой дальнометрии был реализован на ЭВМ «Норд» и применен для анализа оцифрованных реализаций атмосфериков, синтезированных в НИФИ ЛГУ. Синтезированные сигналы соответствовали обычным формам ночных атмосфериков на расстояниях 500—1500 км (рис. 3). Визуально частные сигналы, соответствующие земному и ионосферным лучам, слабо различимы.

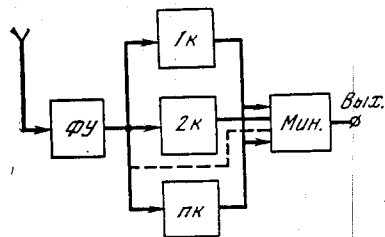


Рис. 1. Блок-схема n -канального однопунктового дальномера

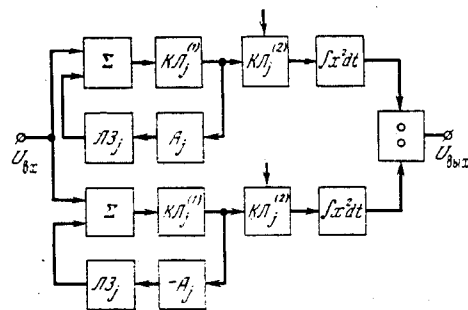


Рис. 2. Блок-схема одного канала обработки однопунктового дальномера

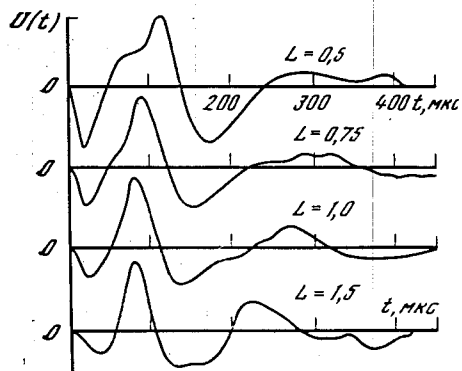


Рис. 3. Синтезированные формы сигналов ночных атмосфериков при различных дальностях до источников

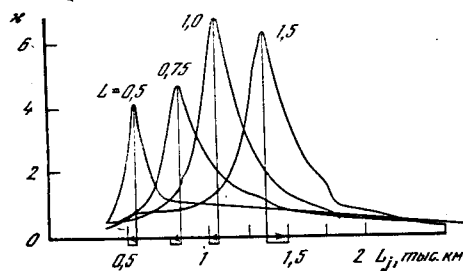


Рис. 4. Полученные расчетным путем зависимости $\kappa^m(L_j)$ при различных исходных значениях дальности L (в тыс. км)

Полная длительность каждого обработанного сигнала $T_{\Sigma} = 300-400$ мкс с шагом дискретизации по времени $\Delta t = 2$ мкс. При установке ожидаемых значений τ_j и A_j в каждом j -м канале учитывалась дифракция земного луча, вызванная проводимостью Земли [4], и комплексный характер отражения от ионосферы [5] для средней частоты спектра сигнала, определяемой по нулям функции $u(t)$.

Полученные при обработке величины максимальных значений $\kappa_j^{(m)}$ (m — номер сигнала) являются показателями надежности оценок дальности L^* .

На рис. 4 приведены зависимости $\kappa_j^{(m)}$ от L_j при различных исходных значениях дальности L ($0,5 \leq L \leq 1,5$ тыс. км). Для наглядности полученные значения κ_j соединены непрерывной линией.

В результате обработки было получено, что по представленным четырем моделям атмосфериков относительное смещение оце-

нок дальностей не превышало 11%

$$\left| \frac{L^* - L}{L} \right| < 11\%,$$

среднеквадратическая ошибка при этом составила $\delta^2 = 9,3\%$.

Полученные результаты совпадают по точности с результатами визуального анализа атмосфериков с целью однопунктовой дальнометрии по методу разделения лучей и превосходят в 1,5—2 раза результаты дисперсионного и амплитудного методов [3].

2. Кластерная модель грозового очага

В территориально-временном пространстве грозовая активность представляется в виде «изображающих точек» или векторов признаков. Каждая точка соответствует одному удару молнии. Изображающие точки из одного и того же грозового очага образуют компактные группы — кластеры, а тело кластера, как область в пространстве, все точки которой удовлетворяют некоторому заданному условию близости, идентифицируется с грозовым очагом.

При этом интегральные характеристики грозового очага определяются следующим образом (рис. 5):

- время жизни очага T — как величина проекции тела кластера на ось времени t ;
- площадь территории S , охваченной грозовым очагом за время его жизни T — как площадь проекции тела кластера на поверхность $\{x, 0, y\}$;
- число разрядов из грозового очага (M) — как число векторов признаков, образующих данный кластер;
- плотность потока разрядов в единицу времени из грозового очага отношением

$$\nu = M/T; \quad (6)$$

- плотность потока разрядов с единицы площади в очаге:

$$\lambda = M/S. \quad (7)$$

Дифференциальные характеристики грозового очага определяются в любой момент времени t_i , $t_0 \leq t_i \leq t_0 + T$. Например, площадь территории $S(t)$, охваченной грозовой деятельностью в момент времени t , равна площади сечения тела очага плоскостью $t = t$.

Центр тяжести проекции сечения тела кластера плоскостью $t = t$ является центром грозового очага в момент времени t . Конец радиуса-вектора, соединяющего начало координат с центрами грозовых очагов в моменты времени t_i , описывает траекторию перемещения центра грозового очага. Средняя за время Δt скорость перемещения центра очага $\nu(\Delta t)$ в момент времени t_i равна

$$\nu(\Delta t)_{t_i} = \frac{r(t_i + \Delta t) - r(t_i)}{\Delta t}. \quad (8)$$

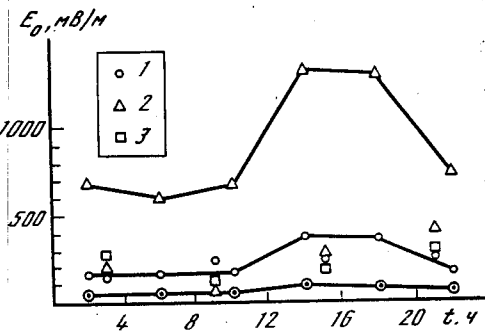
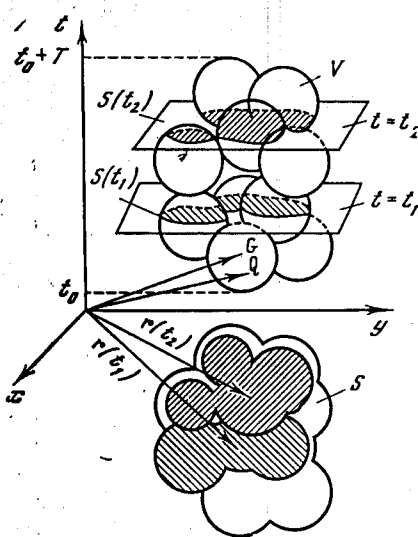


Рис. 5. Графическое представление использования кластерной модели грозового очага для определения его характеристик

Рис. 6. Сравнение экспериментальных (отдельные точки) и расчетных (кривые) данных о показателях интенсивности потока атмосфериков E_0 , троп. зона, лето 1974 г.: 1 — июнь (соответствует верхней кривой), 2 — июль (средняя кривая), 3 — август (нижняя кривая)

Для оконтуривания кластеров может быть использован адаптивный метод локальных кластеров, при котором тело каждого кластера представляется совокупностью локальных кластеров, размеры которых адаптируются к условиям пространственной и временной нестационарности локальной грозовой активности.

Метод заключается в следующем. Данные о разрядах молнии представляются в виде векторов признаков

$$Q_i = \{x_i, y_i, t_i\}', \quad (9)$$

где x_i, y_i — координаты места i -го зарегистрированного удара молнии, а t_i — время приема атмосферика от этой молнии. Кластеризуются N векторов признаков $Q_i, i = 1, N$, полученных на интервале времени анализа T_a . Процедура кластеризации итерационная. Она повторяется до тех пор, пока будет достигнута заданная величина коэффициента некомпактности κ , который определяется как отношение числа локальных кластеров N_1 к единственному вектору признаков к общему числу анализируемых векторов N :

$$\kappa = N_1/N. \quad (10)$$

На первом шаге итерации в анализируемой выборке признаков находятся максимально удаленные векторы. Они объявляются базисными векторами первых двух локальных кластеров ($k = 2$).

На втором шаге итерации анализируемые векторы признаков, за исключением тех векторов признаков, которые стали базисны-

ми векторами, распределяются по локальным кластерам по правилу ближайшего соседа.

Для каждого i -го анализируемого вектора признаков рассчитывается k расстояний до базисных векторов k локальных кластеров, существующих к моменту выполнения данного шага итерации, и находится минимальное. Анализируемый вектор признаков включается в локальный кластер с ближайшим к нему базисным вектором, а число векторов признаков в этом локальном кластере увеличивается на единицу. После распределения всей анализируемой выборки из N векторов по k локальным кластерам определяется коэффициент некомпактности, и если он превышает заданное пороговое значение, процесс кластеризации продолжается. Из вычисленных на последнем шаге итерации минимальных расстояний находится максимальное. Оно соответствует вектору признаков с максимальным удалением от базисного вектора собственного локального кластера. Этот вектор признаков объявляется базисным вектором нового локального кластера. Число локальных кластеров увеличивается на единицу. Процесс итерации повторяется со второго шага.

По окончании распределения N векторов признаков по локальным кластерам для каждого j -го кластера с числом элементов $n_j > 1$ рассчитывается базисный вектор G_j , соответствующий центру локального кластера:

$$G_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} Q_{ij}, \quad (11)$$

средняя удаленность составляющих локального кластера от базисного вектора (центра локального кластера)

$$\bar{\rho}_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} |A(Q_{ij} - G_j)|, \quad (12)$$

где A — оператор преобразования пространства признаков в пространство кластеризации, и стандартное отклонение удаленностей внутри локального кластера

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{n_j - 1} \sum_{i=1}^{n_j} |A(Q_{ij} - G_j)|^2 - n_j \bar{\rho}_j^2}. \quad (13)$$

Размер j -го локального кластера определяется как

$$r_j = \bar{\rho}_j + \beta \sigma_j, \quad (14)$$

где $\beta = 1-3$.

Размеры локальных кластеров с числом элементов $n_j = 1$ принимаются равными усредненному по всем локальным кластерам с $n_j \neq 1$ значениям средних размеров.

Кластер определяется как совокупность сфер с радиусами r_j , центры которых задаются базисными векторами локальных кластеров, удовлетворяющих условию

$$|A(G_i - G_j)| \leq \alpha(r_i + r_j), i \neq j, i, j = \overline{1, k}, \quad (15)$$

где k — число локальных кластеров, α — коэффициент, определяющий детальность описания структуры очага в зависимости от точности измерения координат удара молнии. При высокой точности местоопределения $\alpha < 1$, очаг представляется совокупностью грозовых ячеек — локальных кластеров.

Формулы (11) — (15) дают количественный критерий для оконтуривания тела кластера, имеющий в пространстве кластеризации простое математическое выражение. Расчет характеристик грозы производится сначала в пространстве кластеризации, а затем полученные данные отображаются в пространстве признаков. Оператором линейного преобразования пространства кластеризации в пространство признаков является оператор A^{-1} .

Предложенная модель грозового очага была проверена по экспериментальным данным. Было обработано четыре сеанса регистрации радиотехническим методом ударов молний в летнее время. Средняя продолжительность сеансов составляла 1 ч. Для оконтуривания грозовых очагов использовался упрощенный метод локальных кластеров [6], отличающийся от вышеописанного тем, что размеры всех локальных кластеров принимались равными $r_i = r_0 = 1,5$ при $\alpha = 2$ и

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{10} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{10} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{300} \end{pmatrix}.$$

В табл. 1 приведены характеристики грозовых очагов, усредненные как по каждому из сеансов регистрации гроз, так и по всем четырем сеансам, а также аналогичные характеристики, известные из литературы. В этой таблице S_0 — площадь всей анализируемой территории.

В табл. 2 представлена динамика развития наиболее мощного в каждом из сеансов регистрации грозового очага на примере некоторых характеристик грозового очага: числа грозовых ячеек в очаге $n_{яч}$ (число локальных кластеров в кластере), соотношения площадей S/S_0 , плотности разрядов λ, ν . Приведенные характеристики вычислены для трех стадий грозового очага, названных условно начальной, средней и заключительной. Оконтуривание грозового очага на протяжении каждой стадии было получено разбиением тела кластера на три части, равные по длительности $T/3$. Данные таблицы иллюстрируют нестационарность характеристик грозовых очагов в процессе их электрического развития.

Таблица 1

Характеристики грозовых очагов		Значения характеристик грозовых очагов в зависимости от времени суток для различных сеансов регистрации				Средние значения	Значения, известные из литературы	Ссылки
		День (№ 1)	Ночь (№ 2)	День (№ 3)	Ночь (№ 4)			
$n_{яч}$	2	2	3	2	2	8-10	[2]	
$M_{разр.}$	9	6	12	9	9	4	»	
$S, км^2$	1600	2400	4300	3600	3000	10^3-10^4	»	
$T, мин$	36	24	39	30	32	60-120	»	
S/S_0	0,005	0,007	0,012	0,010	0,008	0,016	»	
$\nu, 1/мин$	0,21	0,23	0,19	0,19	0,20	0,3-1,1	[2, 3]	
$\lambda, 1/100 км^2$	0,49	0,23	0,41	0,41	0,39			
$q \cdot 10^3 \frac{разр.}{км^2 мин}$	0,2	0,1	0,1	0,4	0,2	0,3-2,3	[3]	
$\nu, км/ч$	43	66	46	35	48	30-50	[2]	
α	0,1	0,1	0,1	0,2	0,12			

Таблица 2

Характеристики грозового очага	Значения характеристик в зависимости от стадии грозового очага для различных сеансов регистрации				№ 4			
	№ 1		№ 2		№ 3		№ 4	
	Нач.	Среди.	Нач.	Среди.	Нач.	Среди.	Нач.	Среди.
$n_{яч}$	3	4	2	4	1	11	4	7
S/S_0	0,016	0,018	0,050	0,050	0,007	0,011	0,028	0,024
$\lambda, 1/100 км^2$	0,21	0,29	0,28	0,22	0,04	0,19	0,47	0,22
$\nu, 1/мин$	0,58	0,91	0,70	0,78	2,30	1,20	0,04	1,52
								0,010
								0,03
								0,74

Полученные результаты о размерах грозových очагов, интенсивности и динамике развития электрической активности в них, полученные методом кластерного анализа, соответствуют современным представлениям о грозových очагах, сложившимся по результатам многолетних наблюдений [7].

Следовательно, разработанная методика описания грозových очагов может быть использована для оценки характеристик и динамики развития каждого отдельного очага. Такая оценка будет полной и объективной, так как основана на количественном критерии для оконтуривания грозových очагов, она оперативна, так как обработка данных выполняется на ЭВМ.

3. Радиопомехи в диапазоне ОНЧ

Развитие и обобщение статистической модели ОНЧ-радиопомех. В период до 1974 г. в ИРЭ АН СССР была разработана статистическая модель импульсного естественного поля Земли в диапазоне ОНЧ (1—30 кГц) и СНЧ (0,1—1 кГц) [8], в основу которой были положены результаты систематических измерений характеристик этого поля в различных географических и сезонных временных условиях в сочетании с применением математического аппарата теории случайных потоков [9]. В период 1975—1982 гг. исследования в данной области велись в направлении развития этой модели с целью установления связи импульсной части поля с флуктуационной, определения взаимосвязи этой модели, рассчитанной для широкополосного приема, с моделью узкополосно регистрируемых полей, получения на ее основе новых данных, расширяющих области ее применения и дальнейшего обобщения ее.

Упомянутая выше модель ранее основывалась на раздельном рассмотрении ее импульсной и флуктуационной частей [10], причем распределение вероятностей пиковых значений выбросов импульсной части $P(\eta > E)$ и зависимость интенсивности потока выбросов поля от порогового уровня $v(E)$:

$$P(\eta > E) = \exp \{-\exp(-2m + 2,5)[(\ln E)^m - (\ln E_M)^m]\}, \quad (16)$$

$$v(E) = \exp \{-\exp(-2m + 2,5)[(\ln E)^m - (\ln E_0)^m]\}, \\ E \geq E_M, \quad (17)$$

помимо физического параметра — показателя разброса m с известными статистическими характеристиками [8] и параметра интенсивности помех E_0 , содержало параметр E_M — уровень поля, разделяющий импульсную и флуктуационную составляющие (ИС и ФС) и использовавшийся как назначаемая в зависимости от практических целей величина. В формулах (16), (17) E , E_M , E_0 и v нормированы к единицам измерений — соответственно мВ/м и с⁻¹. Экспериментально и теоретически показано [11], что если параметр E_M выразить через интенсивность σ_Φ : $E_M = k\sigma_\Phi$, и если

распределение ФС поля как гауссовой модели

$$F(k) = P(\xi < E_M) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^k e^{-\xi^2/2} d\xi, \quad (18)$$

где ξ — мгновенные значения ФС поля, то справедлива следующая связь параметров ФС и ИС поля помех σ_Φ и E_0 :

$$\sigma_\Phi = E_0 \exp \left(\frac{\ln T_a}{e^{-2m+2,5}} - \ln k \right), \quad (19)$$

где T_a — средняя длительность дальних атмосфериков. В частности установлено [11], что при реальных условиях (19) сводится к простому соотношению

$$\sigma_\Phi = \alpha E_0 \simeq (5 \div 7) \cdot 10^{-3}, \quad (20)$$

которое согласуется с экспериментальными данными. Для практических целей определения радиопомеховой обстановки упомянутая выше модель (16), (17) позволяет указать минимально допустимое время измерений интенсивности потока импульсов [11]

$$T_{\min} = \frac{1}{\sqrt{\kappa^2}} \exp \{4,6 [a \lg v + a_2]\}, \quad v \geq 0,1 \text{ с}^{-1}, \quad (21)$$

$$T_{\min} = \frac{1}{\sqrt{\kappa^2}}, \quad v < 0,1 \text{ с}^{-1}, \quad (22)$$

где $\kappa = \sigma_\Phi/\sqrt{v}$ — допустимый для конкретных практических целей параметр относительных вариаций поля. Табулированные значения $T_{\min}$ и κ в виде семейства зависимостей $T_{\min}(\kappa)$ рассчитаны для непосредственного практического применения [11].

Для расширения области применения статистической модели широкополосных радиопомех [8] установлена ее взаимосвязь с ранее разработанной [12—14] моделью узкополосным радиопомех. Отношение интенсивности регистрируемого узкополосным приемником поля ОНЧ атмосферной радиопомехи на частоте 10 кГц, соответствующей максимуму спектральной плотности помех, к интенсивности потока импульсов широкополосной помехи в частотном диапазоне 1—30 кГц имеет вид [15]:

$$\ln h = \ln(\bar{\eta}^2 \bar{\tau}_a^2 \gamma) + \ln \left[K_1 + \frac{(\bar{\tau}_a)^2 (\bar{\eta})^2 v_M K_2}{\bar{\tau}_a^2 \bar{\eta}^2 \Delta f_p} \right] + \\ + [(\ln E)^m - (\ln E_M)^m] e^{-2m+2,5}, \quad (23)$$

где $h = S_0/v_E$, S_0 , (мВ/м)²·с — плотность спектра поля помех на частоте 10 кГц, v_E — интенсивность потока импульсов на фиксированном E ; $\bar{\eta}^2$, $\bar{\eta}$ — средний квадрат и среднее значение пиковых значений импульсов поля; $\bar{\tau}_a^2$, $\bar{\tau}_a$ — средний квадрат и среднее значение их длительностей, γ — средний коэффициент их формы (известная величина), K_1 , K_2 — близкие к единице константы,

Δf_y — ширина частотной полосы узкополосного приема на 10 кГц, остальные обозначения указаны выше.

Экспериментально показано [16], что отношение h для разных существенно отличающихся географических и сезонно-временных условий для $E = 30$ мВ/м при широкополосном приеме на 1—30 кГц имеет одинаковое среднее значение $\bar{h} = 1,3 \cdot 10^{-5}$ (мВ/м) $^2 \cdot \text{с}^2$ и стандартное отклонение $\sigma_h = 0,3 \bar{h}$. Расчетная оценка [15] с применением (23) дает значение h в пределах $(0,5-2) \cdot 10^{-5}$ (мВ/м) $^2 \cdot \text{с}^2$ при изменении ν на три порядка, т. е. теоретические оценки хорошо согласуются с экспериментом. На этом основании получено выражение связи известного из мировой инженерной практики показателя интенсивности узкополосной помехи F_a на 10 кГц [14] с показателем E_0 интенсивности разработанной в ИРЭ АН СССР модели помех [16]:

$$F_{a(\text{дБ})} = 3,2 (\ln E_0)^{1,4} + 10 \lg \Delta f_y - 6,6, \quad (24)$$

где $F_{a(\text{дБ})}$ — эквивалентный коэффициент шума атмосферных помех в децибеллах.

На основе длительных измерений радиопомех в тропической зоне [16] дана экспериментальная проверка надежности выражения (24), демонстрирующая удовлетворительное согласие расчета с экспериментом в пределах точности модели [14]. Для иллюстрации на рис. 6 представлен образец сравнения экспериментальных (точки) и расчетных (сплошные кривые) данных показателя E_0 в тропической зоне в летние месяцы [18]. Кривые указывают соответственно значения E_0 , ожидаемые с 10, 50 и 90%-й вероятностью их превышения.

Эти результаты позволяют на основании имеющихся многочисленных в литературе данных строить карты и суточные изменения импульсных ОНЧ-помех, необходимые для практических целей. Образец карты, полученной с помощью (24), представлен на рис. 7. Выражение (20) позволяет переводить эти данные в интенсивность флуктуационных помех, которые практически определяют предел помехоустойчивости приема широкого класса полезных сигналов на ОНЧ. Это означает, что карта рис. 7 одновременно дает территориальное распределение интенсивности флуктуационной составляющей ОНЧ-помех σ_f через соотношение (20).

В разработанной ранее модели помех [8] статистические свойства импульсов во времени объяснены и количественно описаны пуассон-пуассоновской групповой структурой, что позволило установить ряд новых закономерностей в описании свойств естественных полей через выражения одномерных вероятностей числа импульсов на заданных отрезках времени. Двумерное описание вероятностных характеристик импульсов ОНЧ-помех во времени из условий практики целесообразно было получить для интервалов времени между импульсами помех. Эта задача решена как экспериментально, так и теоретически. Для пуассон-пуассоновской модели потока импульсов получены распределения вероятностей

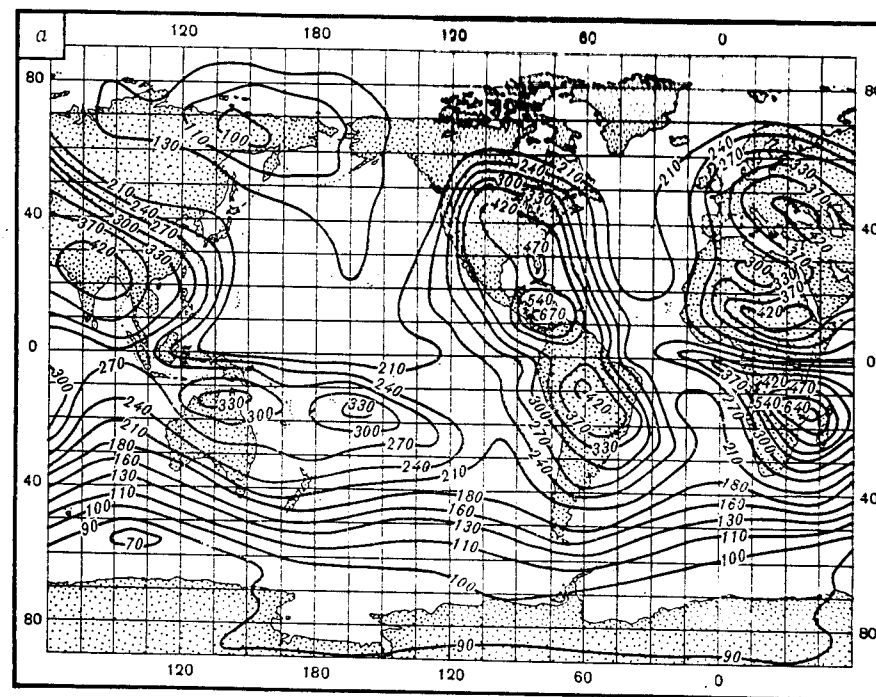


Рис. 7. Карта показателя E_0 для среднесезонной интенсивности потока атмосферных помех. Лето, 12.00—16.00 местн. вр.

между произвольным моментом времени и ближайшим импульсом $W_i(\tau_i)$, а также $W(\tau)$ — между смежными импульсами, выражения для которых имеют вид [17]:

$$W_i(\tau_i) = \lambda_1 \frac{1 - \exp[-\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau_i/\tau_0})]}{1 - \exp(-\tau_i/\tau_0)} \times \\ \times \exp\{\lambda_1\tau_0[E_i(-\alpha\tau_0) + \exp(-\alpha\tau_0)(E_i^*(\alpha\tau_0) - \\ - E_i^*(\alpha\tau_0 e^{-\tau_i/\tau_0})) - C - \ln(\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau_i/\tau_0}) - \tau_i/\tau_0)]\}. \quad (25)$$

$$W(\tau) = \frac{1}{\alpha\tau_0[1 - \exp(-\tau/\tau_0)]^2} \left\{ \lambda_1[1 - \exp(-\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau/\tau_0}))]^2 + \right. \\ + e^{-\tau/\tau_0} E_i(\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau/\tau_0})) \exp(-\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau/\tau_0})) + \\ + \frac{1}{\tau_0}(1 - \exp(-\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau/\tau_0}))) \exp\{\lambda_1\tau_0[E_i^*(-\alpha\tau_0 \times \\ \times (1 - e^{-\tau/\tau_0})) + \exp(-\alpha\tau_0)(E_i^*(\alpha\tau_0) - E_i^*(\alpha\tau_0 e^{-\tau/\tau_0})) - C - \\ - \ln(\alpha\tau_0(1 - e^{-\tau/\tau_0}) - \tau/\tau_0)]\}. \quad (26)$$

В (25), (26) приняты следующие обозначения: τ_0 — случайный интервал между произвольным моментом времени и ближайшим импульсом; τ — случайный интервал между смежными импуль-

сами; λ_1 — интенсивность потока групп импульсов в с^{-1} , $\lambda_2 = \alpha e^{(t_j - \tau)/\tau_0}$ при $\tau \geq t_j$; $\lambda_2 = 0$ при $\tau < t_j$ — переменная во времени внутригрупповая интенсивность потока, равная α в начале группы в момент t_j ; τ_0 — эффективная длительность групп,

$$E_1^*(-x) = \int_x^\infty \frac{e^y}{y} dy; C \cong 0,5772 — \text{постоянная Эйлера.}$$

Выражение (26) сопоставлено с экспериментальными данными, полученными в значительном объеме как для вертикального электрического и магнитного полей, так и для горизонтального магнитного поля [18]. Показано, что (26) позволяет количественно характеризовать опытные данные с помощью легко определяемых из экспериментальных данных параметров

$$\alpha^* = \lambda_2^*(0) = W(0) - W_t(0); \quad \lambda_1^* = \frac{W_t(0)}{\alpha \tau_0^*}, \quad (27)$$

где τ_0^* — абсцисса точки перегиба функции $W(\tau)$, $W(0) = N/T$, N — полное число импульсов за время наблюдения T .

Оценка параметров (27) сводится к аппроксимации экспериментальных распределений $W(\tau)$ двумя прямыми в координатах $\lg W(\tau)$ и τ , причем результаты оценки величин α^* , λ_1^* хорошо согласуются с известными сведениями о структуре поля атмосферных помех, вытекающей из пуассон-пуассоновской модели [8].

На основании многочисленных экспериментальных данных, образец которых дан на рис. 8, получена зависимость от интенсивности потока импульсов ν [с $^{-1}$] значений интервалов τ с вероятностями 0,9 и 0,5. На рис. 9 приведены эти зависимости по данным, полученным в СССР и в тропической зоне Атлантики [18], а также для сравнения приведена зависимость $\bar{\tau} = 1/\bar{\nu}$. Зависимость $\tau_{0,9}$ от ν хорошо аппроксимируется прямой в координатах рис. 9 и аналитически выражается формулой

$$\tau_{0,9} = e^{-\ln \bar{\nu} + 1,1}, \quad (28)$$

в которой все величины нормированы к своим размерностям. Зависимости медианных значений $\tau_{0,5}$ от ν аппроксимированы двумя штрих-пунктирными линиями, между которыми заключено большинство точек:

$$\tau'_{0,5} = e^{-\ln \bar{\nu} - 0,9}, \quad \tau''_{0,5} = e^{-\ln \bar{\nu} - 2,3}. \quad (29)$$

Данные рис. 9 и выражения (28), (29) могут быть использованы практически в инженерных целях при оценке временной структуры ОНЧ импульсных помех по данным измерений реальной помеховой обстановки через просто измеряемый параметр ν . Экспериментальные данные о распределениях $W(\tau)$ и их сравнение с (26) наглядно демонстрируют возможность обобщения модели на вертикальную составляющую магнитного поля, условия формирования которой таковы, что она создается в основном ближними гро-

Рис. 8. Образец распределения вероятностей интервалов времени между смежными импульсами ОНЧ-радиопомех 17 авг. 1980 г., 8.20 местн. вр., п. Борок, Ярославской обл.

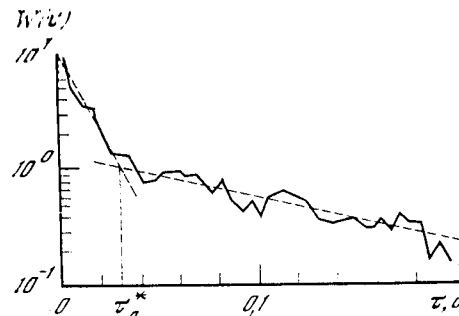
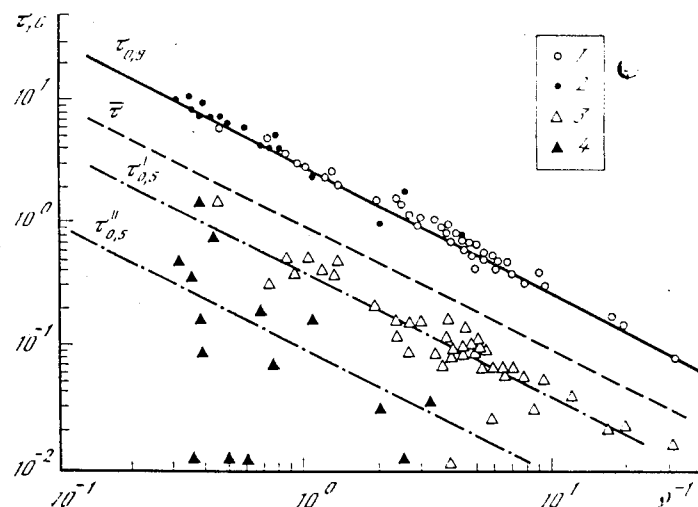


Рис. 9. Зависимости интервалов τ при различных вероятностях их появления от интенсивности потока импульсов ν и их аппроксимация

1 — $\tau_{0,9}$, СССР; 2 — $\tau_{0,9}$, троп. зона; 3 — $\tau_{0,5}$, СССР; 4 — $\tau_{0,5}$, троп. зона



зовыми источниками в отличие от вертикального электрического и горизонтального магнитного полей. Последнее обстоятельство говорит о том, что временная структура поля помех обусловлена процессами в источнике, а условия распространения их излучений не влияют на вид статистической модели помех. Это дополняет результаты проверки того же положения по отношению к распределению вероятностей пиковых значений импульсов ОНЧ-помех: оно также определяется статистикой пиковых токов разрядов молний [10], что следует из сопоставления статистических характеристик разрядов молний и импульсов помех на базе модели помех [8]. Это позволило предложить метод количественного контроля активности грозных очагов, основанный на оценке параметра m выражения (17) [19, 20]. Метод может быть использован в метеорологии и в системах указания грозоопасных условий для гражданской авиации и других народнохозяйственных нужд.

Территориально-временная модель параметров атмосферных помех. Атмосферные помехи (АП) представляют собой нестационарный негауссов случайный процесс. Другими словами, параметры его распределения меняются во времени и по территории, причем в рамках той или иной модели, описывающей АП, на достаточно коротких интервалах времени вариациями этих параметров можно пренебречь. Однако на больших временных интервалах вариации параметров становятся уже заметными, они имеют как детерминированный, так и случайный характер. Статистические свойства этих вариаций зависят от географического района. Поэтому важно иметь территориально-временное описание параметров АП как случайных функций времени и географических координат. Под параметрами АП понимаются спектральная плотность (СП) и интенсивность потока выбросов.

В силу случайности географического положения гроз и их числа параметры АП представляют собой случайные функции своих аргументов, а также времени и географических координат. Территориально-временная модель предполагает статистическое описание параметров АП как случайных функций указанных переменных. Такое описание для спектральной плотности АП, начиная с 10 кГц и выше, приведено в [14] с графиками по времени 4 ч. Ниже приведены результаты построения территориально-временных моделей АП в диапазоне частот 30 Гц — 30 кГц. В отличие от [14] модели эти не эмпирические, а связаны аналитическими (интегральными) зависимостями с климатологическим параметром: распределением числа дней с грозой по территории Земли. Они позволяют, например, прогнозировать возможные значения параметров АП с градацией по времени 1 ч на всей территории Земли в диапазоне частот 30 Гц — 30 кГц.

Рассматривается некоторый обобщенный параметр грозы $p(u)$ (интенсивность потока или спектральная плотность, соответственно этому u — либо пороговый уровень, либо частота). Пусть X — радиус-вектор грозы, Y — радиус-вектор приемника, $g(X, Y)$ — функция изменения параметра при распространении сигнала ЭМИ молниевых разрядов между точками X и Y . Величину параметра $p(u, X)$ грозы, имеющей место в точке X , в точке Y обозначим через $p[u, X, g(X, Y)]$. Характеристическая функция (ХФ) этого параметра равна [21]:

$$\varphi_{Y/X}(z) = \exp \{ip[u, X, g(X, Y)]z\}, \quad (30)$$

где i — мнимая единица, z — произвольная переменная. Предполагается, что грозы по территории и во времени выпадают, по нестационарному пуассоновскому закону с интенсивностью $\gamma(X, t)$. Если интервал наблюдения T , то, согласно [9], среднее число гроз на нем равно

$$\Gamma(t) = \int_{\Omega} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \gamma(X, \tau) dX d\tau. \quad (31)$$

Здесь Ω — поверхность Земли. При достаточно малых интервалах наблюдения (например, T , равном средней продолжительности грозы [23]) вариациями на нем интенсивности выпадения гроз можно пренебречь и среднее число гроз (31) будет равно

$$\Gamma(t) = T \int_{\Omega} \gamma(X, t) dX. \quad (32)$$

Если имеет место только одна гроза на Земле, причем координаты ее случайны, то согласно (30) и (32) условная ХФ параметра грозы в точке приема равна

$$\varphi_{Y/1}(z) = \frac{T}{\Gamma(t)} \int_{\Omega} \gamma(X, t) \exp \{ip[u, X, g(X, Y)]z\} dX. \quad (33)$$

Предположим, что на интервале наблюдения выпало n гроз. Вероятность этого события $\mu_n(t)$, согласно [9], равна

$$\mu_n(t) = [\Gamma^n(t)/n!] \exp \{-\Gamma(t)\}. \quad (34)$$

Однако не обязательно, что все грозы, выпадающие на этом интервале наблюдения, «накроют» момент времени t в конце интервала наблюдения (а именно для него мы рассматриваем параметр p), так как продолжительности гроз различны. С другой стороны, момент времени t может быть «накрыт» грозами, выпавшими за пределами интервала наблюдения. Другими словами, в рассматриваемой задаче интервал наблюдения, на котором задается поток случайных событий (в данном случае моменты возникновения гроз), случаен и длительность его определяется продолжительностью гроз. Поэтому найдем сначала условную ХФ параметра грозы $p(u)$ в точке приема для некоторой фиксированной продолжительности грозы T .

Предположим, что в произвольных точках на поверхности Земли на интервале времени T проходят грозы. В этом случае ХФ параметра $p(u)$ в точке приема равна [21]

$$\varphi_{Y/n}(z) = \frac{T^n}{\Gamma^n(t)} I^n(u, Y, z), \quad (35)$$

где через I обозначен интеграл в (33). Тогда, согласно (34), условная (для фиксированной продолжительности грозы T) ХФ параметра $p(u)$ равна

$$\varphi_T(z) = \exp [TI(u, Y, z) - \Gamma(t)]. \quad (36)$$

Отсюда и из (32) получаем

$$\varphi_{Y/T}(z) = \exp T \int_{\Omega} \gamma(X, t) \{\exp \{ip[u, X, g(X, Y)]z\} - 1\} dX. \quad (37)$$

Продолжительность грозы T — случайная величина, закон распределения которой хорошо аппроксимируется нормальным законом. Усреднив (37) по T , получаем окончательно ХФ параметра

ра $p(u, Y)$ как характеристики АП

$$\varphi_Y(z) = \exp \left(T_r A + \frac{\sigma_r^2}{2} A^2 \right), \quad (38)$$

где T_r — средняя продолжительность грозы, σ_r^2 — ее дисперсия, через A обозначен интеграл в (37). Соотношение (38) дает полное одномерное статистическое описание параметра $p(u, Y)$ (интенсивности потока атмосфериков или спектральной плотности АП) как случайной функции аргумента и координат приемника Y . В случае, если параметр грозы $p(u, X)$ — спектральная плотность (СП) поля ЭМИ грозового очага — $S_n(f, X)$, то интеграл A в (38) равен

$$A = \int_{\Omega} \gamma(X, t) \{ \exp [i S_n(f, X) |G(f, X, Y)|^2] - 1 \} dX, \quad (39)$$

где $|G(f, X, Y)|$ — модуль коэффициента передачи трассы распространения ЭМИ грозового очага между точками X и Y на частоте f .

Анализ литературных данных и последующие расчеты показали, что СП поля ЭМИ имеет вид

$$S_u(f, X) = [\lambda_3 \kappa_3(X) \langle U_3^2 \rangle + \lambda_0 \kappa_0(X) \langle U_0^2 \rangle] \exp(-f^2 / \Delta^2 f) / \pi \Delta f^2, \quad (40)$$

где λ_3 — среднее число повторных ударов в молниевых разрядах на Землю, λ_0 — среднее число K -изменений в облачных разрядах, $\kappa_3(X)$ — интенсивность выпадения в грозе молниевых разрядов на Землю, $\kappa_0(X)$ — интенсивность выпадения облачных разрядов, U_3 и U_0 — амплитуды импульсов ЭМИ земных и облачных разрядов соответственно. Последние распределены по логарифмически нормальному закону с медианными значениями 2 и 0,2 В/м соответственно и дисперсией 8 дБ. Интенсивности $\kappa_3(X)$ и $\kappa_0(X)$ рассчитываются по методике, изложенной в [23], коэффициент передачи трассы $G(f, X, Y)$ вычисляется с помощью методики [23, 24]. В работах [25, 26] нами были подробно рассмотрены вычисления кумулянтов с помощью ХФ (38). Расчеты показали, что закон распределения СП АП как случайной функции частоты, координат и времени хорошо аппроксимируется логарифмически-нормальным распределением. Иллюстрация применения приведенных здесь результатов дана на рис. 10. Экспериментальные данные свидетельствуют об адекватности теории эксперименту.

Если параметр грозы $p(u, X)$ — интенсивность потока атмосфериков на некотором пороговом уровне в точке приема $E = p[v(E), X]$, то интеграл A в (38), согласно [25, 26], равен

$$A = \int_{\Omega} \gamma(X, t) \{ \exp [i [\lambda_3 \kappa_3(X) P_3(E/g(X, Y)) + \lambda_0 \kappa_0(X) P_0(E/g(X, Y))] z] - 1 \} dX, \quad (41)$$

где $g(X, Y)$ — функция затухания амплитуды атмосферика в результате распространения его между точками X и Y , функция $P(E)$ вычисляется с помощью интегрального закона распределения амплитуд атмосфериков $F(E)$

$$P(E) = 1 - F(E). \quad (42)$$

Точно так же, как и в случае СП АП, закон распределения интенсивности потока атмосфериков в точке приема хорошо аппроксимируется логарифмически-нормальным законом. Об адекватности модели интенсивности потока атмосфериков как функции порога эксперименту свидетельствует рис. 11, где нанесены расчетные границы доверительного интервала при доверительной вероятности 0,997 возможных значений интенсивности, а также экспериментальные данные.

Полное описание параметра грозы в точке приема $p(u, Y)$ как случайной функции аргумента и координат приемника Y может дать характеристический функционал [21]. Рассмотрим некоторую точку на поверхности Земли Y_n и значение аргумента параметра $u = u_n$. Для них двумерная ХФ параметра в случае одной

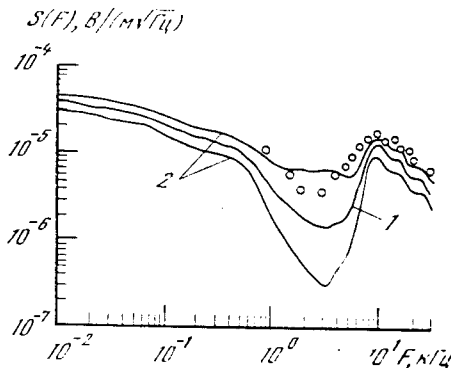


Рис. 10. Медианное значение корня квадратного из СП АП (1) и расчетные границы доверительного интервала при доверительной вероятности 0,997 (2)

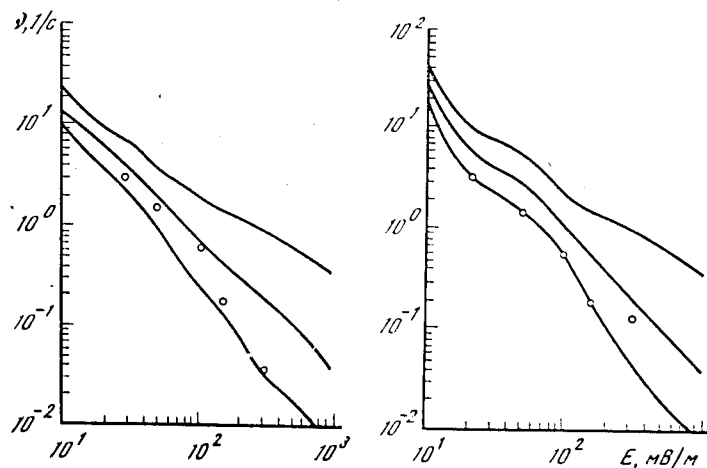


Рис. 11. Медианное значение интенсивности потока атмосфериков как функция порогового уровня (1) и расчетные границы доверительного интервала при доверительной вероятности 0,997 (2)

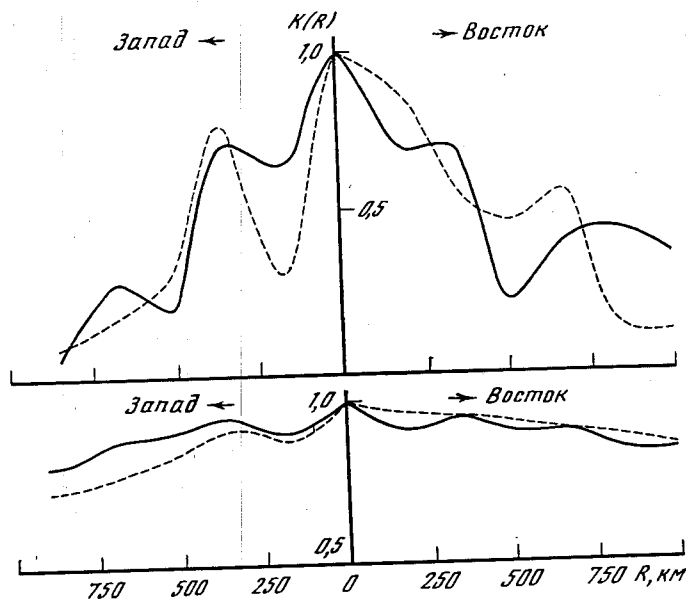


Рис. 12. Примеры расчетной территориальной корреляции интенсивности потока атмосфериков

грозы в точке X равна

$$\Phi_{2/X}(z_{u_n}, z_{Y_n}) = \exp \{ i p [u_n, X, g(X, Y_n)] (z_{u_n} + z_{Y_n}) \}. \quad (43)$$

Рассмотрим теперь N точек Y_n на поверхности Земли и для каждой из них свое значение аргумента u_n . Для них при грозе в точке X ХФ равна

$$\begin{aligned} \Phi_{2n/X}(z_{u_1}, \dots, z_{u_N}, z_{Y_1}, \dots, z_{Y_N}) = \\ = \exp \left\{ i \sum_{n=1}^N p [u_n, X, g(X, Y_n)] (z_{u_n} + z_{Y_n}) \right\}. \end{aligned} \quad (44)$$

Устремив число точек и число значений аргумента к бесконечности, не выходя при этом за пределы некоторых областей V для u и ω для Y , получаем условный характеристический функционал

$$L_{Ycl}[z_1(u), z_2(Y)] = \exp \left\{ i \int_{\omega V} p [u, X, g(X, Y)] [z_1(u) + z_2(Y)] du dY \right\}. \quad (45)$$

Усреднив (42) по числу гроз, их территориальному положению и продолжительности так же, как для ХФ, получаем характеристический функционал параметра гроз:

$$\begin{aligned} L[z_1(u), z_2(Y)] = \exp \left\{ T_r \int_{\Omega} \gamma(X, t) (L_{Ycl}[z_1(u), z_2(Y)] - 1) dX + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_r^2}{2} \left[\int_{\Omega} \gamma(X, t) (L_{Ycl}[z_1(u), z_2(Y)] - 1) dX \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

С помощью характеристического функционала (43) можно вычислить функции территориальной корреляции параметра, например интенсивности потока атмосфериков (рис. 12).

Литература

1. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М.: Наука, 1966.
2. Бару Н. В., Кононов И. И., Соломоник М. Е. Радиопеленгаторы-дальномеры ближних гроз. Л.: Гидрометеониздат, 1976.
3. Александров М. С., Бакленева З. М., Ремизов Л. Т. и др. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. М.: Наука, 1972.
4. Wait J. R., Howe H. H. Amplitude and phase curves for grand-wave propagation in band 200 cycles per second to 500 kilocycles. Wash., 1956.
5. Wait J. R., Murphy A. // Proc. IREE. 1957. June. P. 754.
6. Бакленева З. М. // Радиопомехи КНЧ-диапазона и их природа. Владимир, 1980. С. 75.
7. Лоч Б. Ф. Плотность молниевых разрядов в очагах атмосфериков. 1972. (Тр. ГГО им. А. И. Воейкова; Вып. 277).
8. Ремизов Л. Т. // Исследования в области радиотехники и электроники 1954—1974 гг. М.: ИРЭ АН СССР. Ч. 1. С. 417.
9. Большаков И. А. Статистические проблемы выделения потока сигналов из шума. М.: Сов. радио, 1969.
10. Ремизов Л. Т. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 7. С. 1414.
11. Remizov L. T., Berdellans D. // Communications. 1976. N 18. P. 25—27.
12. Crichlow W. O. // Proc. IREE. 1957. Vol. 45, N 6. P. 778.
13. Crichlow W. O., Roubique C. J., Spaulding A. D., Beery W. M. // J. Res. Nat. Bur. Stand. D. 1960. Vol. 64, N 1. P. 49.
14. CCIR Report N 322. World distribution and characteristics of atmospheric radio noise. Geneva, 1964.
15. Ремизов Л. Т. // ДАН СССР. 1977. Т. 235, № 2. С. 306.
16. Ремизов Л. Т., Паскуаль А. Г., Анраксин Л. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 3. С. 498.
17. Eranetchnikov V. A., Remizov L. T. // 5th Intern. symp. electromagn. compatibility. Zurich, 1983. P. 31.
18. Ремизов Л. Т., Паскуаль А. Г., Анраксин Л. В. и др. Статистические характеристики интервалов времени между импульсами поля ОНЧ радиопомех: Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1983. № 1 (356). 20 с.
19. Remizov L. T., Pascual A. G. // Proc. intern. aerospace conf. on lightning and static electricity. Oxford, 1982. Vol. 1. P. A8—1—A8—7.
20. А.с. 746373 СССР. Устройство для измерения характеристик атмосфериков / Л. Т. Ремизов, А. В. Элбакидзе. Заявл. 19.06.78; Опубл. в Б.И. 1980. № 25. С. 230.
21. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1961.
22. Connely E. M. et al. // Proc. woldorf conf. longe-range geographic estimation of lightning sources. 1974. July. P. 338.
23. Krumm H. G. // Ztschr. Geophys. 1962. Bd. 28, N 2. S. 85.
24. Prentice S. A., Mackerrag D. // J. Appl. Meteorol. 1977. Vol. 16, N 5. P. 545.
25. Добряк Д. С., Петрова Л. Г., Элбакидзе А. В. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 12. С. 2557.
26. Добряк Д. С., Петрова Л. Г. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 2. С. 287.

Нелинейная стохастизация колебаний в радиотехнических и электронных системах

В. Я. КИСЛОВ, А. С. ДМИТРИЕВ

Введение

Упорядоченность и хаос — две противоположности в природе, в физике и, в частности, в радиофизике. В физике долгое время выделялись два класса систем и процессов, противопоставлявшихся друг другу: динамические, описываемые дифференциальными уравнениями, и статистические, описываемые вероятностными законами и уравнениями. Утвердилось мнение, что между двумя классами процессов и систем имеется непреходимая грань и они никак не связаны. Кроме того считалось, что случайность, хаотичность, нерегулярность — свойство сложных, многоэлементных систем типа, например, разреженного газа или плазмы. А динамически описываются, наоборот, простые системы: движение одной или нескольких частиц, одного или нескольких маятников, одного или нескольких автогенераторов.

Первые мелкие трещины в этой четкой картине разделения детерминированного и случайного начали возникать в начале нашего века.

Появление квантовой механики положило конец воззрениям о возможности определения начальных условий и траекторий физических систем с любой наперед заданной точностью и тем самым ограничило применимость детерминированного описания макроскопическими простыми системами.

На ряде примеров была показана возможность неопределенности поведения детерминированных систем из-за ограниченной точности задания начальных условий.

Выяснилось, что кооперативное поведение может наблюдаться в сложных, многоэлементных системах, например гидродинамических.

Однако широкомасштабные исследования взаимосвязи хаоса и порядка ведутся относительно недавно. Они показали, что поведению сложных неупорядоченных систем при определенных условиях, а именно в нелинейной, неравновесной области, где перестают работать законы традиционной термодинамики, может быть свойственно регулярность, хорошая организованность. При этом в системе возникают регулярные пространственные и временные структуры, названные Пригожиным [1] диссипативными.

С другой стороны выяснилось, что при определенных условиях из динамического порядка возникает хаос и это особенно ярко проявляется в радиофизике, где до сих пор царили упорядоченность и когерентность.

Этот хаос принципиально отличается от хаоса, создаваемого в детерминированной системе воздействием внешних флуктуаций, — «флуктуационного хаоса». Он возникает при определенных условиях в простых динамических системах, например, в автогенераторах, в результате сложного, собственного динамического поведения системы, порождаемого неустойчивостью фазовых траекторий. При этом система начинает себя вести нерегулярно сама по себе, без воздействия каких-либо внешних или внутренних флуктуаций.

Все возрастающий интерес к этой «динамической стохастичности» или «динамическому хаосу» определяется в основном двумя факторами: во-первых, это явление представляет большой общенаучный интерес и его исследование может привести к пересмотру, изменению и уточнению ряда общепринятых концепций, и, во-вторых, уже сегодня имеется ряд прикладных вопросов, для решения которых необходимо исследование стохастического поведения динамических систем.

1. Хаотические колебания в радиофизике

История нерегулярных колебаний в радиофизических системах насчитывает несколько десятилетий, но долгое время считалось, что они являются результатом воздействия внешних флуктуаций, а не собственного сложного поведения.

Одним из первых поставил вопрос о возможности возникновения хаоса из динамики Чириков [2]. Он показал для случая гамильтоновой системы, что колебания нелинейного осциллятора не обязательно должны быть периодическими или квазипериодическими, а могут быть более сложными и обладать сплошным спектром. Такого рода стохастические колебания частиц могут происходить в магнитных ловушках, в ускорителях, в радиационных поясах Земли.

Следующим шагом было еще одно математическое и физическое открытие; выяснилось, что и хаос в системах с потерями энергии не экзотика, а «вещь» грубая, устойчивая... Диссипация (положительная или отрицательная) зачастую превращает консервативную систему с простым поведением в стохастическую.

Первый пример диссипативной динамической системы со стохастическим поведением был исследован в работе Лоренца [3], который обнаружил детерминированные движения, отличные от периодических и квазипериодических в гидродинамической модели конвекции, описываемой тремя обыкновенными дифференциальными уравнениями первого порядка.

Спустя несколько лет с момента появления этой работы интерес к проблеме стохастизации колебаний в диссипативных системах начал стремительно нарастать. Стохастические колебания были обнаружены в системе, описывающей поведение магнитных полюсов Земли [4], в оптике [5—8], автогенераторах [9—12, 27], нелинейных осцилляторах с внешним воздействием [13—19], джоуфсоновских переходах [20, 22] и т. д.

2. Автостochasticический генератор с запаздывающей обратной связью

Исследования в ИРЭ по нелинейной стохастизации начались в 1967 г. и явились первыми целенаправленными работами по автостochasticическим генераторам. Был предложен способ генерации шумов и устройство для его осуществления — шумотрон [21], состоящее из замкнутых последовательно в кольцо СВЧ-усилителя и нелинейного элемента на ЛВВ. Его теоретическая модель состоит из трех элементов: безынерционной нелинейности, линейного фильтра и задержки (рис. 1). Модель описывается классическим уравнением Ван-дер-Поля, но с запаздыванием, или соответствующим укороченным уравнением [9, 10]

$$\dot{X} + X = F[X(t' - \Delta f \cdot T)], \quad (1)$$

где $t' = \Delta f \cdot t$ — медленное время. Решение этого уравнения и поведение системы, которую оно описывает, определяется видом нелинейности — амплитудной характеристикой нелинейного элемента $F(X)$ и параметром $\Delta f \cdot T$, т. е. отношением времени запаздывания в линии задержки и фильтре.

Стационарное состояние системы определяется пересечением прямой обратной связи и нелинейной характеристики (рис. 2). Если при увеличении обратной связи обеспечивается достаточно сильная неустойчивость стационарного состояния, то в системе возникает явление нелинейной стохастизации.

Теоретическая и экспериментальная картина зон усложняющихся режимов с увеличением глубины обратной связи δ показаны на рис. 3. С ростом δ зона моногенерации сменяется зоной двухтактного цикла, затем происходит следующее удвоение периода (четырёхтактный цикл) и дальнейшие бифуркации удвоения, пока система не попадает в зону стохастических колебаний, где нет ни устойчивых положений равновесия, ни устойчивых предельных циклов. И вся эта сложная картина нерегулярных колебаний имеет место в простейшей модели, описываемой дифференциальным уравнением первого порядка с постоянным запаздыванием T .

Хотя система с запаздыванием относится к классу распределённых систем и имеет бесконечное число степеней свободы, эффективное число степеней свободы N ограничено наличием фильтра в системе и составляет $N \sim \Delta f \cdot T$.

При уменьшении N переход к хаосу затрудняется и становится невозможным, когда $\Delta f \cdot T \ll 1$.

Таким образом, условия возникновения нелинейной стохастизации определяются тремя факторами: формой нелинейной характеристики, глубиной обратной связи и числом степеней свободы. Изменение характера процесса в рассматриваемой системе при переходе к динамическому хаосу показано на рис. 4. При малой глубине обратной связи процесс почти гармонический. С увеличением глубины обратной связи образуются периодические импульсы. Далее происходит распад импульсов на более мелкие мас-

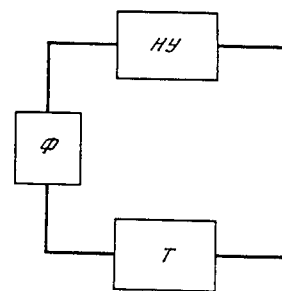


Рис. 1. Блок-схема генератора с задержкой

НУ — нелинейный усилитель; Ф — фильтр; Т — задержка

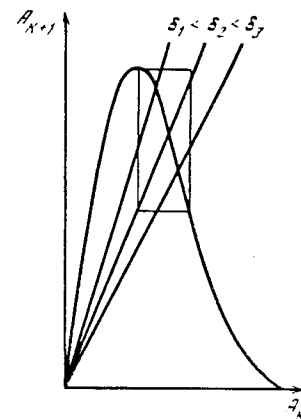


Рис. 2. Характеристика нелинейного элемента

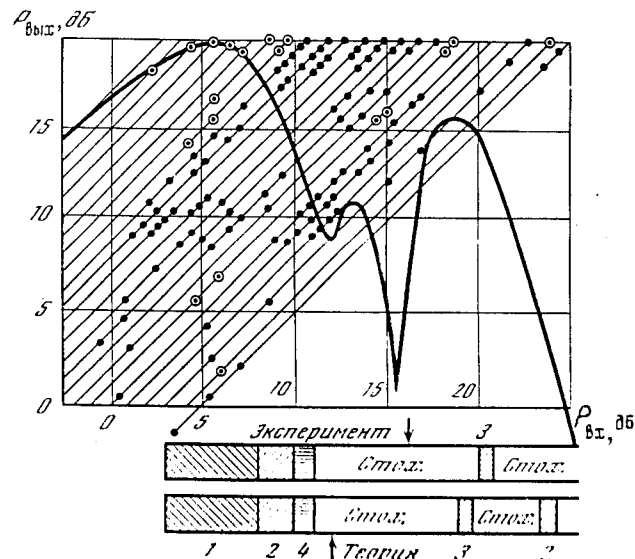


Рис. 3. Теоретическая и экспериментальная картина зон усложняющихся режимов с увеличением глубины обратной связи δ

штабы и стохастизация. Все это напоминает типичную картину возникновения турбулентности.

Бифуркационная диаграмма максимальных амплитуд колебаний при увеличении глубины обратной связи показана на рис. 5.

Вся эта и другая не менее интересная информация, связанная с особенностями явления нелинейной стохастизации, содержится в укороченном уравнении первого порядка с запаздыванием. Причем описываемая им картина сложных динамических режимов хорошо совпадает с экспериментальными данными для различных

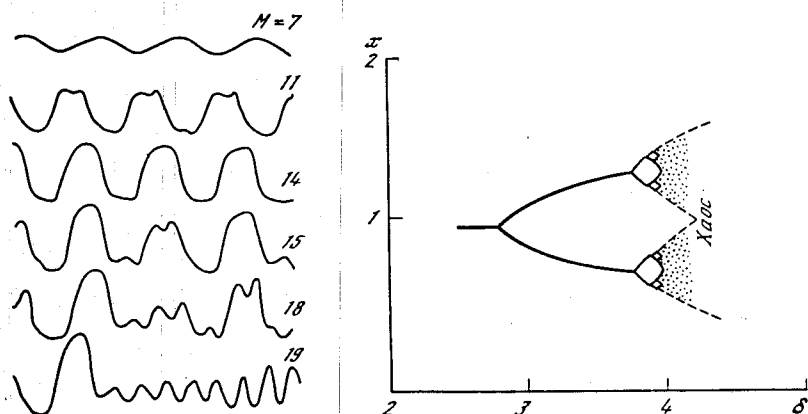


Рис. 4. Эволюция огибающей процесса в автогенераторе с задержанной обратной связью при переходе к хаосу

Рис. 5. Бифуркационная диаграмма

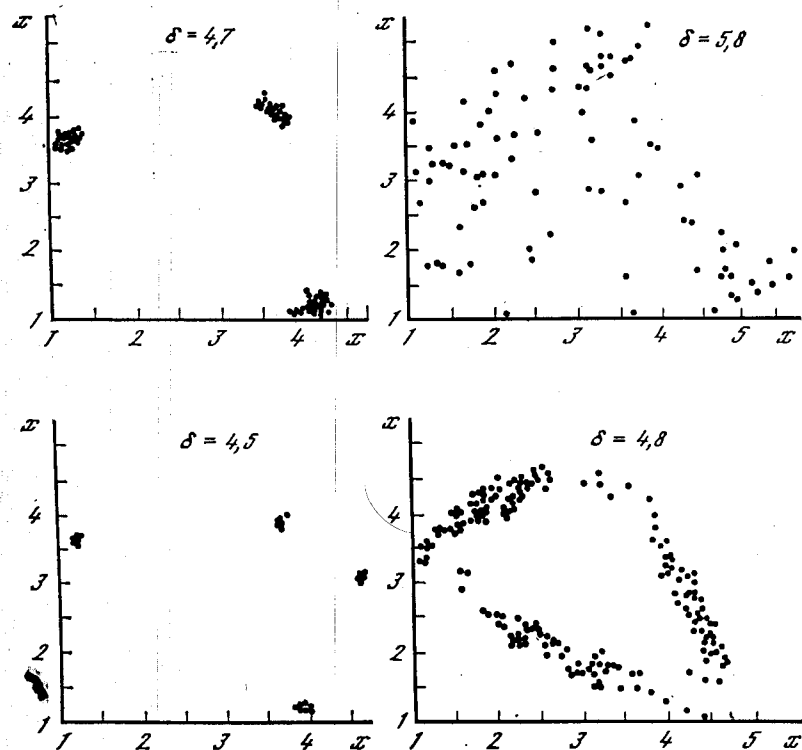


Рис. 6. Эволюция отображения последования с увеличением глубины обратной связи

систем с задержанной обратной связью. Таким образом, дифференциальное уравнение первого порядка с запаздыванием является простой и в то же время достаточно универсальной моделью автостохастических систем.

Следует при этом отметить, что эту модель можно трактовать двояко: или как укороченное уравнение для амплитуды, или как тоже физически реализуемую модель заряда—разряда конденсатора через сопротивление и активный элемент, управляемый через запаздывающую обратную связь. Модель автогенератора с запаздывающей обратной связью, описывающая динамику сигнала в системе, представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка с запаздыванием

$$\ddot{X} + \varepsilon \dot{X} + X = \varepsilon F[X(t - T)]. \quad (2)$$

Оно пригодно, в отличие от уравнения (1), для описания не только узкополосных, но и широкополосных процессов. Детальное исследование этой модели подтвердило принципиальные результаты, полученные на основе модели (1), дополнив их новыми, связанными с широкополосными режимами. Некоторые результаты численных расчетов модели (2) представлены на рис. 6 и 7.

3. Неавтономный генератор со стохастическим поведением

В правой части уравнения (2) стоит активный возбуждающий член («нелинейное отрицательное трение») с запаздыванием, действие которого на резонансный контур, описываемый левой частью, в определенных отношениях подобно действию внешней силы.

Третья простейшая модель генератора, в которой удалось обнаружить динамический хаос, представляет собой просто неавтономное уравнение Ван-дер-Поля или типа Ван-дер-Поля вида

$$\ddot{X} + \varepsilon (\dot{X} - F) + P(X) = B \cos \omega t, \quad (3)$$

где $F(X)$ — нелинейная характеристика усилителя; $P(X)$ — характеристика реактивного элемента, т. е. классический автогенератор под воздействием гармонического сигнала [22—26]. Изучались модели как с линейной возвращающей силой, так и с нелинейной. Такого рода уравнения рассматривались в литературе [28], но при этом наблюдались лишь синхронизованные режимы, связанные с захватом на основном тоне, обертонах и унтертонах внешней силы.

Мы же обнаружили здесь режимы с динамическим хаосом. Причем, если в неавтономном уравнении Ван-дер-Поля стохастические режимы и существуют, то слабо выражены, а в неавтономном уравнении типа Ван-дер-Поля с нелинейной реактивностью имеет место развитая стохастичность.

Исследование неавтономных моделей было проведено в широком диапазоне изменения относительных параметров. Для анализа

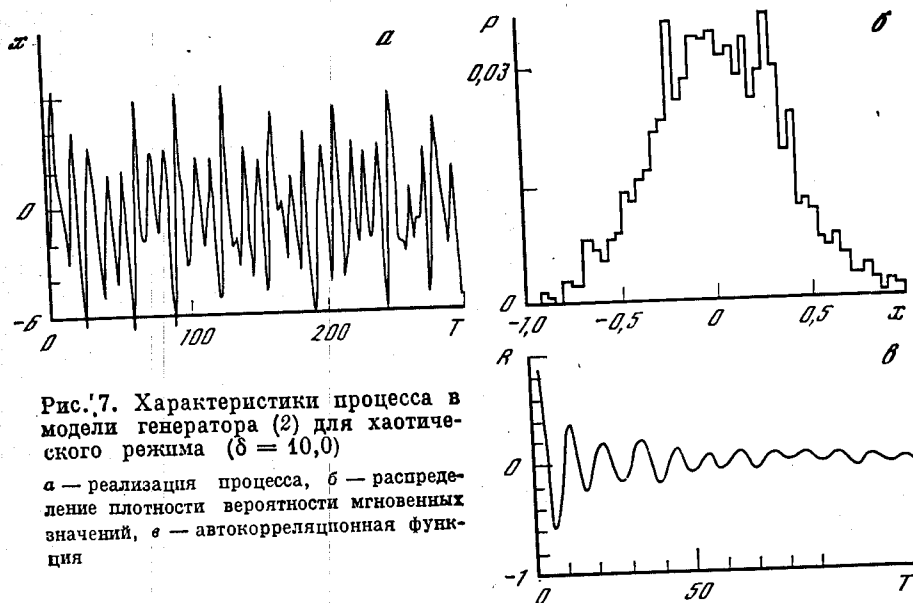


Рис. 7. Характеристики процесса в модели генератора (2) для хаотического режима ($\delta = 10,0$)

a — реализация процесса, b — распределение плотности вероятности мгновенных значений, c — автокорреляционная функция

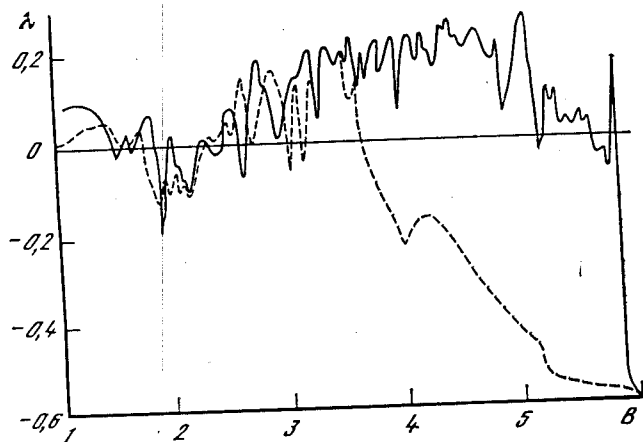


Рис. 8. Зависимость максимального характеристического показателя Ляпунова от амплитуды внешней силы для системы (3) при следующих параметрах: $\omega = 2,46$; $\alpha = 0,7$; $\varepsilon = 0,33$; $\beta = 1,0$. $P(X) = \beta X + \alpha X^3$

типов колебательных режимов использовались временные реализации решения, фазовые портреты, двумерные и одномерные отображения сдвига через период внешней силы и максимальный характеристический показатель Ляпунова. Этот показатель в рассматриваемом случае пропорционален среднему значению логарифма от относительного расхождения или схождения траекторий. Если показатель положителен, то имеет место в среднем экспонен-

циальное расхождение траекторий, которое соответствует, при ограниченности фазового объема, стохастичности. Отрицательные и близкие к нулю значения показателя отвечают регулярным режимам. Эта характеристика, следовательно, является количественной характеристикой, позволяющей отличать регулярные режимы от стохастических.

На рис. 8 показана зависимость характеристического показателя от амплитуды внешней силы для одного из наборов параметров. Стохастическим режимам соответствуют области амплитуд внешней силы, в которых показатель положителен. Если диссипация в системе относительно невелика, как в представленном на рисунке случае, в системе наблюдаются гистерезисные явления: при адиабатическом увеличении амплитуды внешней силы B (сплошная линия) срыв стохастических колебаний в регулярные происходит при $B \approx 6,0$, а возврат в стохастический режим при последующем адиабатическом уменьшении амплитуды внешней силы (пунктирная линия) при $B \approx 2,7$. Гистерезисные явления для стохастических режимов, связанные с нелинейным резонансом, наблюдались и в экспериментах с автостохастическими генераторами (рис. 9).

Наглядное представление о динамике рассматриваемой неавтономной системы в стохастическом режиме дает ее фазовый портрет (рис. 10). Система демонстрирует широкий набор типов колебаний при различных значениях параметров (рис. 11).

С ростом потерь в системе гистерезисные явления исчезают. Как видно из рис. 12, для случая отсутствия гистерезиса при малых амплитудах внешней силы ($B \leq 0,5$) имеют место автоколебания, при $B > 4,25$ — колебания, синхронизованные на основном тоне внешней силы, а в промежутке — стохастические колебания, порождаемые конкуренцией колебаний с двумя периодами. Средняя длина цугов постепенно увеличивается с ростом B .

Переход от хаотического режима к регулярному происходит через перемежаемость, т. е. прерывание нерегулярными сбоями цугов почти периодических колебаний. Этот механизм перехода к стохастичности можно понять из рис. 13. Точки одномерного отображения сдвига вблизи точки перехода (рис. 13, a) в основном концентрируются вдоль кривой, которая почти касается биссектрисы. Итерационный процесс, попадая на правый участок этой кривой, начинает движение по «каналу» между кривой и биссектрисой, доходя до левого конца (рис. 13, b). Движение при этом слабо отличается от периодического за исключением начала и конца канала, где и наблюдаются «сбои».

Отметим еще одно свойство рассматриваемой модели — спектры генерируемых стохастических колебаний у нее, как правило, сильно расширены в сторону высоких частот по отношению к частотам внешней силы и автоколебаний. Поэтому можно говорить о наличии в системе каскада энергии вверх по спектру (рис. 14).

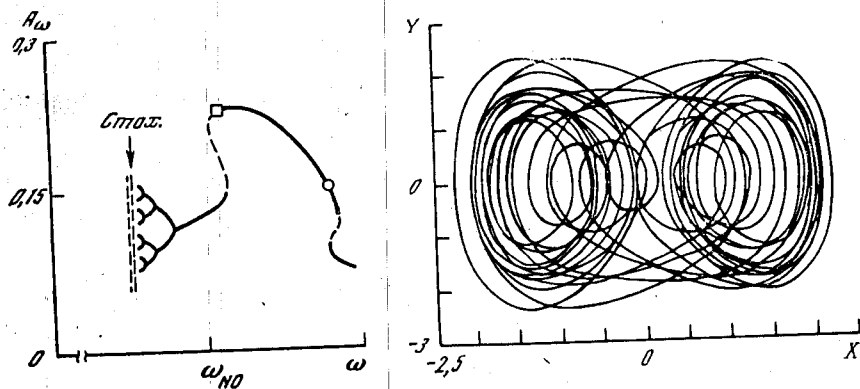


Рис. 9. Гистерезис в автогенераторе с задержанной обратной связью

Рис. 10. Типичный фазовый портрет неавтономной системы (3) в стохастическом режиме

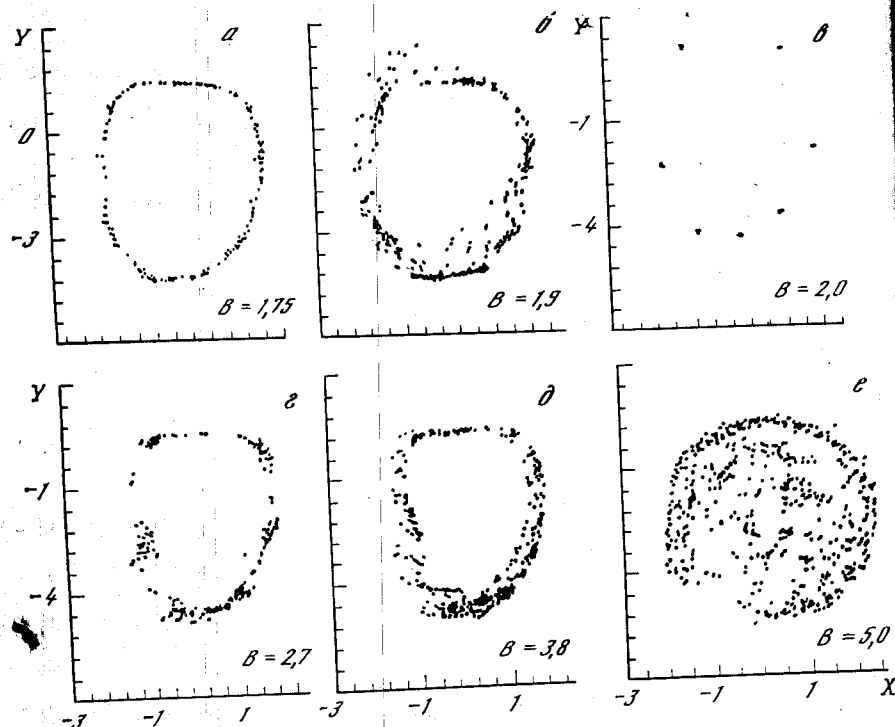


Рис. 11. Характерные для системы (3) двумерные отображения сдвига а — для квазипериодических режимов; б, в — для стохастических режимов; г — для периодических режимов

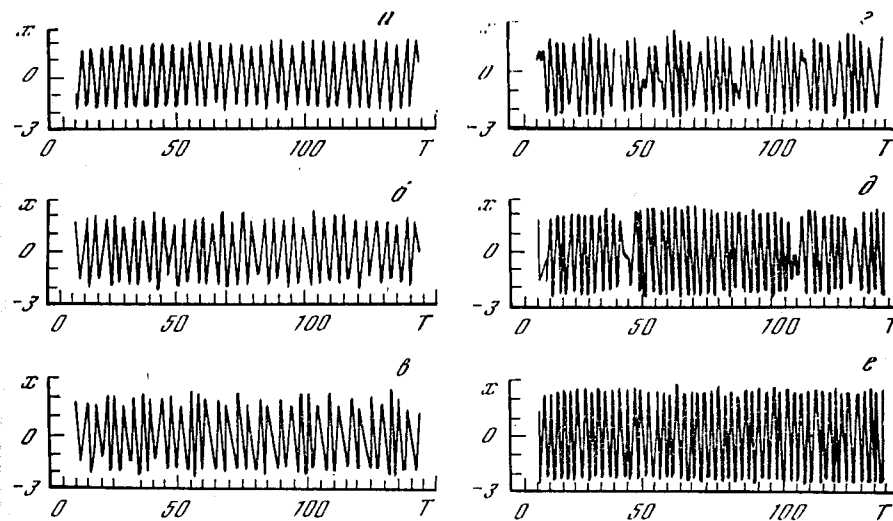


Рис. 12. Эволюция колебательного процесса с ростом амплитуды внешней силы для случая отсутствия гистерезиса для $\omega = 2,35$, $\varepsilon = 0,818$, $\alpha = 1$ а — $B = 0$; б — $B = 1,70$; в — $B = 2,70$; г — $B = 3,50$; д — $B = 4,20$; е — $B = 4,50$

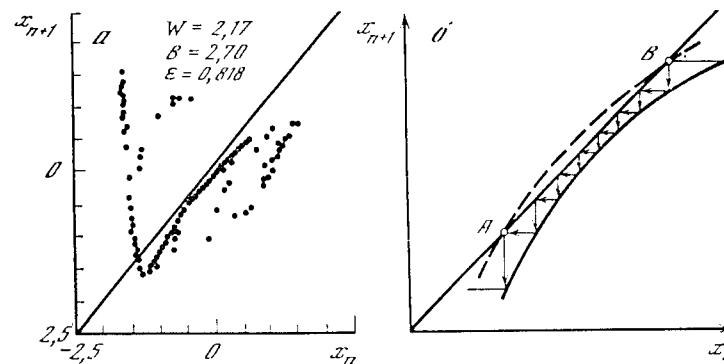


Рис. 13. Переход к стохастичности через перемежаемость в системе (3)

а — одномерное отображение сдвига вблизи точки перехода ($\omega = 2,17$; $B = 2,70$; $\varepsilon = 0,818$); б — итерационный процесс

4. Автогенератор с инерционным запаздыванием первого порядка

Выше было показано, что стохастические колебания могут быть реализованы в системах, отличающихся от классических наличием запаздывания или реактивного нелинейного элемента, с одновременным воздействием внешней силы.

Еще одним классом генераторов со стохастическим поведением является автогенераторы, описываемые системами автономных

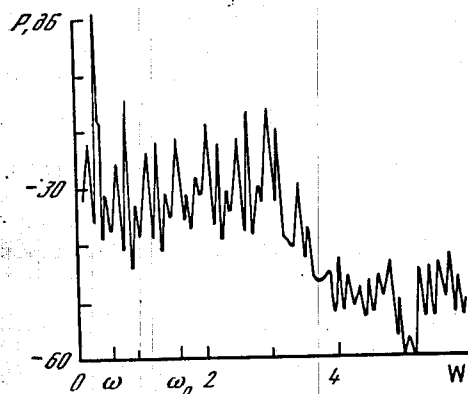


Рис. 14. Спектр колебаний неавтономной системы в стохастическом режиме, ω — частота внешней силы, ω_0 — частота автоколебаний

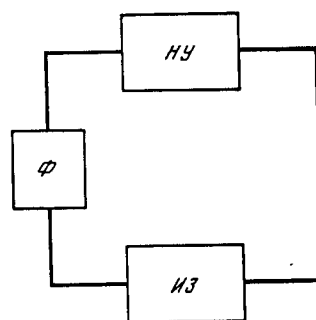


Рис. 15. Блок-схема генератора с инерционным запаздыванием

НУ — нелинейный усилитель; Ф — фильтр; ИЗ — звено инерционного запаздывания первого порядка

обыкновенных дифференциальных уравнений не ниже третьего порядка.

Наряду с упоминавшейся системой Лоренца имеется ряд других моделей с полутора степенями свободы, обладающих стохастическим поведением. В частности предложены две модели для автостохастических генераторов специального типа [11, 12].

Ниже будет рассмотрена предложенная в ИРЭ АН СССР простая модель автостохастического генератора с полутора степенями свободы, имеющая ясный физический смысл и тесно связанная с моделями для генератора с задержкой (1), (2).

Модель описывается [29] уравнениями

$$T\dot{X} + X = MZ \exp(-Z^2), \quad \ddot{Z} + \frac{1}{Q}\dot{Z} + Z = X. \quad (4)$$

Первое уравнение описывает разряд—заряд конденсатора через нелинейный элемент, а второе отражает тот факт, что заряд управляется по каналу обратной связи через однозвенный RLC-фильтр.

Структурная схема генератора, соответствующая системе (4), показана на рис. 15. Она состоит из нелинейного усилителя, инерционного запаздывания первого порядка (апериодического звена) и RLC-фильтра. Структурные схемы генератора с задержкой (см. рис. 1) и рассматриваемого генератора отличаются одним блоком: в модели генератора, описываемой уравнениями (4), вместо задержки стоит звено инерционного запаздывания первого порядка.

Следует отметить, что задержка с характеристикой

$$Z_\infty(t) = \begin{cases} 0, & 0 < t < T \\ X(t-T), & t \geq T \end{cases} \quad (5)$$

часто аппроксимируется или заменяется звеном инерционного запаздывания n -го порядка, описываемого [30] соотношениями

$$\left(\frac{T}{n} \frac{d}{dt} + 1\right)^n Z = X(t), \quad Z(0) = Z'(0) = \dots = Z^{(n-1)}(0) = 0 \quad (6)$$

Естественно, что при такой замене сохраняются не все свойства системы, хотя бы потому что система со звеном инерционного запаздывания n -го порядка в отличие от системы с задержкой имеет ограниченное число степеней свободы. Однако в ряде случаев замена задержки инерционным звеном даже невысокого порядка не сказывается на качественных свойствах системы. Используемое в модели инерционное звено является простейшим — первого порядка. В электронных и радиотехнических системах оно легко реализуется, например, с помощью RC-цепочки.

Как показали проведенные исследования, в такой системе при наличии падающего участка в характеристике нелинейного усилителя в широких областях изменения параметров существуют стохастические режимы.

Рассмотрим некоторые особенности развития колебаний и их стохастизации в системе (4). С этой целью перепишем ее в виде трех дифференциальных уравнений первого порядка

$$T\dot{X} + X = MZ \exp(-Z^2), \quad \dot{Y} = X - Z, \quad \dot{Z} = Y - Z/Q. \quad (7)$$

У системы уравнений (4) может быть одно или три положения равновесия. Положение равновесия в начале координат $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ существует при всех значениях параметров. Два других положения равновесия $(X, Y, Z) = \pm \sqrt{\ln M} (1, 1/Q, 1)$ при $M > 1$.

Можно показать, что положение равновесия в начале координат устойчиво при $M < 1$. При $M > 1$ оно превращается в седло. Анализ устойчивости точки равновесия 2,3 показывает, что при $Q \ll 1$, $T \ll 1$ нарушение устойчивости возможно лишь при очень больших M . С другой стороны, для больших Q или T положение равновесия перестают быть устойчивыми, если выполняются условия $M > \exp(1/2)$ и $M > \exp(T/2Q)$ соответственно. При этом рождается устойчивое периодическое движение и возбуждаются автоколебания.

Оказывается, что при малых T ($T \ll 1$) динамика системы исчерпывается только регулярными автоколебаниями.

Стохастические режимы в системе могут быть реализованы при $T > 1$, когда с ростом M автоколебания теряют устойчивость и после нескольких бифуркаций колебания становятся хаотическими.

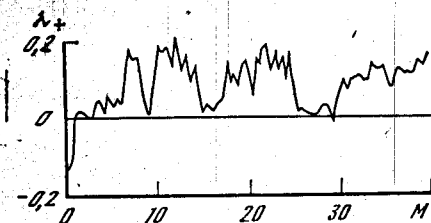
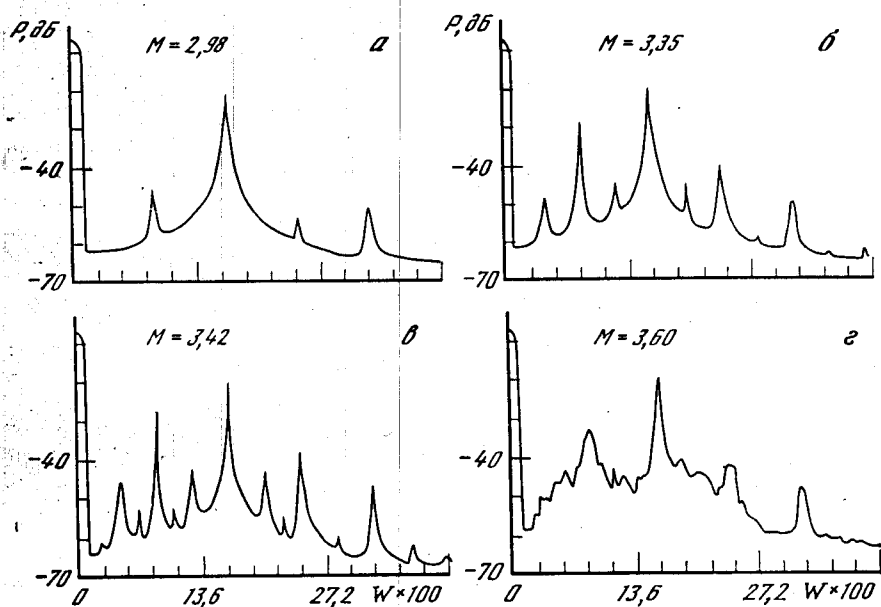


Рис. 16. Зависимость характеристического показателя λ_+ от коэффициента усиления M для системы (4), $T = 2,0$, $Q = 10,0$

Рис. 17. Развитие спектра с ростом M в системе (4)



С дальнейшим увеличением M в системе происходит чередование регулярных и хаотических режимов. Смена режимов наглядно видна из графика зависимости максимального характеристического показателя Ляпунова — λ_+ от коэффициента усиления M (рис. 16). Стохастические режимы наблюдаются в области значений M , для которых $\lambda_+ > 0$, интервалы значений M , в которых $\lambda_+ \approx 0$, соответствуют регулярным колебаниям.

Рассмотрим некоторые особенности, свойственные эволюции колебаний в модели генератора. Отметим, что система (7) обладает симметрией по отношению к замене $(X, Y, Z) \rightarrow (-X, -Y, -Z)$. Это означает, что в ней могут существовать регулярные колебания либо обладающие симметрией, т. е. имеющие фазовый портрет, переходящий в себя при замене $X \rightarrow -X$, $Y \rightarrow -Y$, $Z \rightarrow -Z$, либо несимметричные, но они должны быть парными так, что при указанной замене координат фазовый портрет одних колебаний переходит в фазовый портрет других. Будем называть колебательные режимы с симметрией и без нее симметричной и несимметричной моделями соответственно.

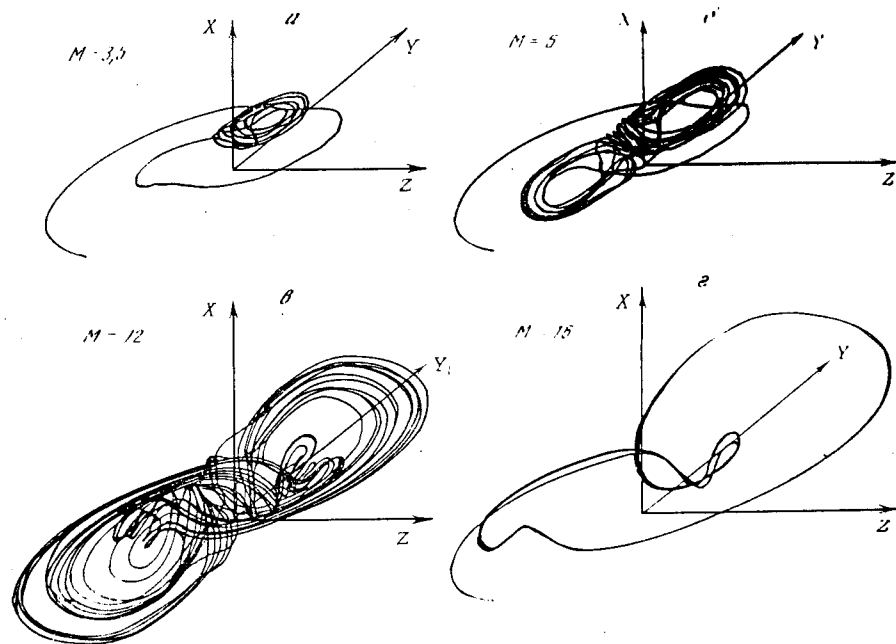


Рис. 18. Эволюция фазового портрета колебаний в зависимости от коэффициента усиления M

Характерной особенностью спектра мощности симметричной моды является присутствие в нем только нечетных гармоник основной частоты. В спектре несимметричной моды присутствуют как нечетные, так и четные гармоники, а также постоянная составляющая.

Первоначально в системе возбуждается несимметричная мода. При этом фазовая траектория находится в окрестности одной из ненулевых точек равновесия. Спектр этой несимметричной моды имеет два ярко выраженных максимума: на частоте генерации и в области низких частот. С увеличением M мода теряет устойчивость и происходит бифуркация удвоения периода колебаний, сопровождающаяся появлением в спектре составляющих с частотами $f_0 \pm \pm \frac{1}{2} f_0$ (рис. 17, а). Затем наблюдаются вторая и третья бифуркации удвоения, в результате которых в спектре возникают составляющие с частотами $f_0 \pm \frac{1}{4} f_0$, $f_0 \pm \frac{3}{4} f_0$ (рис. 17, б) и $f_0 \pm \frac{1}{8} f_0$, $f_0 \pm \frac{3}{8} f_0$, $f_0 \pm \frac{5}{8} f_0$ (рис. 17, в). В процессе этой эволюции фазовая траектория системы продолжает находиться вблизи от одной из ненулевых точек равновесия. Далее спектр становится сплош-

ным (рис. 17, *г*) и возникает несимметричный странный аттрактор (рис. 18, *а*).

Первая устойчивая симметричная мода возникает в системе при $M = 4,0$ после по меньшей мере двух бифуркаций, обратных бифуркации периода удвоения. В дальнейшем происходит стохастизация этой моды, после чего возникают как симметричные, так и несимметричные моды, имеющие свои области устойчивости, а между этими областями реализуются хаотические режимы. На рис. 18, *в*, *б* показаны фазовые портреты странных аттракторов при стохастизации симметричной и несимметричной моды, а на рис. 18, *г* фазовый портрет устойчивой несимметричной моды при $M = 16,0$.

Выше была рассмотрена модель простого автогенератора стохастических автоколебаний с полутора степенями свободы, в котором хаотические режимы реализуются при наличии падающего участка в характеристике нелинейного усилителя. Проведенные исследования показали, что такой же результат можно получить в системе с нелинейным усилителем без падающего участка, если в инерционное звено или колебательный контур ввести нелинейный реактивный элемент.

Заключение

Существование стохастических колебаний в нелинейных динамических диссипативных системах с малым числом степеней свободы, еще несколько лет назад представлявшееся экзотикой, сегодня уже ни у кого не вызывает сомнений.

Обнаружение и исследование этого явления, несомненно, одно из важных фундаментальных открытий, тем более неожиданное, что оно произошло в классической физике.

Мы рассмотрели явление нелинейной стохастизации на примере четырех моделей генераторов стохастических колебаний, разработанных и исследованных в ИРЭ АН СССР. Предложенные модели описываются дифференциальными уравнениями первого, второго и третьего порядка и демонстрируют различные подходы к получению стохастических колебаний.

В заключении отметим, что изучение вопросов, связанных со стохастическими колебаниями для радиоэлектроники, только начинается с проблемы их генерации. Стохастические колебания, так же как гармонические, могут служить носителями информационных сигналов. Поэтому возникает задача создания информационных систем на их основе. Успешное решение этой задачи будет во многом способствовать прогрессу в ряде направлений радиоэлектроники.

Литература

1. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973.
2. Чуриков В. В. // Атомная энергия. 1959. № 1. С. 630.
3. Lorenz E. // J. Atmosph. Sci. 1963. Vol. 20, N 1. P. 130. То же // Странные аттракторы. М.: Мир, 1981. С. 88.
4. Cook A. E., Roberts P. H. // Proc. Cambridge Philos. Soc. 1970. Vol. 68. P. 547. То же // Странные аттракторы. М.: Мир, 1981. С. 164.
5. Haken H. // Phys. Lett. A. 1975. Vol. 58, N 7. P. 440.
6. Гапонов А. В., Рабинович М. И., Шапиро М. Ф. // Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия. 1978. Вып. 4. С. 42.
7. Ikeda K., Dailo H. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45, N 9. P. 709.
8. Gibbs H. M., Hopf F. A., Kaplan D. L., Shoemaker R. L. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46, N 7. P. 474.
9. Кислов В. Я., Залогин Н. Н., Мясин Е. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 6. С. 1118.
10. Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 8. С. 1683.
11. Пиковский А. С., Рабинович М. И. // ДАН СССР. 1978. Т. 239, № 2. С. 301.
12. Анищенко В. С., Астахов В. В., Лечифорд Т. Е. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 10. С. 1972.
13. Holms P. // Philos. Trans. Roy. Soc. A. 1979. Vol. 292. P. 419.
14. Ueda I. // J. Stat. Phys. 1979. Vol. 20, N 2. P. 181.
15. Leven R. W., Koch B. P. // Phys. Lett. A. 1981. Vol. 86, N 2. P. 71.
16. Sinsay P. S. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47, N 15. P. 1349.
17. Testa J., Perez I., Jeffries C. // Ibid. 1982. Vol. 48, N 11. P. 714.
18. Tomita K. // Phys. Rep. 1982. Vol. 86, N 3. P. 113.
19. Cascais J., Dilao R., Noronha da Costa A. // Phys. Lett. A. 1983. Vol. 93, N 5. P. 231.
20. Huberman B. A., Crutchfield Y. P., Packard N. H. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 37. P. 750.
21. А.с. 1125735 СССР, МКИ 1954(11)1125735. Способ генерирования электромагнитных шумовых колебаний / Кислов В. Я., Мясин Е. А., Богданов Е. К. (СССР); № 3(51) Н 03 В 29/00; Заявл. 29.12.82; Оpubл. 23.11.84, Бюл. № 43.
22. Губанков В. Н., Константинов К. И., Кошелев В. П., Овсянников Г. А. // Письма в ЖТФ. 1982. № 8. С. 1332.
23. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 12. С. 2454.
24. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1982. № 27 (355).
25. Дмитриев А. С. // Радиотехника. 1983. № 9. Т. 26. С. 1081. (Изв. вузов).
26. Дмитриев А. С., Кислов В. Я., Спиро А. Г. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 12. С. 2428.
27. Анисимова Ю. В., Дмитриев А. С., Залогин Н. Н., Калинин В. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 37, № 8. С. 387.
28. Хаяси Т. Нелинейные колебания в физических системах. М.: Мир, 1968.
29. Кислов В. Я., Дмитриев А. С. // Современные проблемы радиотехники и электроники. М.: ИРЭ АН СССР, 1983. С. 193.
30. Козякин В. С., Красносельский М. А. // Автоматика и телемеханика. 1979. № 1. С. 5.

Полупроводниковые элементы в приемниках и источниках излучения

миллиметрового диапазона волн

С. Г. КАЛАШНИКОВ, В. В. КУКУШКИН, В. Е. ЛЮБЧЕНКО

В проблеме освоения миллиметрового диапазона волн (ММДВ) и использования его для радиолокации и связи, радиофизических исследований, в биологии и других областях науки и техники вопрос создания источников и приемников излучения, удовлетворяющих современным требованиям, является одним из наиболее важных и в то же время одним из наиболее трудно решаемых. Многочисленными исследованиями, проведенными как в нашей стране, так и за рубежом, показано, что довольно широкий круг явлений в полупроводниках может быть использован для создания элементов передающих и приемных устройств СВЧ, а также приборы как полевые транзисторы, лавинно-пролетные диоды, диоды на основе междолинных переходов электронов в сильных полях (диоды Ганна) и диоды с барьером Шоттки заняли прочное место в технике сантиметровых волн. Освоение ММДВ идет в основном на базе использования тех же приборов и с этим, по-видимому, связана общая закономерность в ухудшении их основных показателей (таких как уровень генерируемой мощности и КПД) с ростом частоты примерно по закону $1/f^2$ [1]. Лишь диоды с барьером Шоттки удовлетворительно работают во всем ММДВ и в значительной части субмиллиметрового диапазона, хотя практические трудности на пути их использования также растут по мере увеличения частоты. Поэтому в последние годы ведутся настойчивые поиски принципиально новых, главным образом объемных эффектов, на основе которых можно было бы создать источники или приемники излучения. Анализ показывает, что подход, основанный на использовании объемных явлений в полупроводниках и создании на их основе элементов с распределенными параметрами, в какой-то степени аналогичных приборам оптоэлектроники, является, по-видимому, наиболее перспективным в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [2].

Работы в области создания полупроводниковых источников и приемников в ММДВ ведутся в ИРЭ АН СССР уже более десяти лет. Их основная направленность — поиск новых механизмов генерации и регистрации колебаний, новых конструкций, материалов и методов, позволяющих повысить эффективность работы устройств. В числе явлений, изучавшихся в связи с этим, были главным образом эффекты сильного электрического поля, приводящие к возникновению в полупроводнике объемной отрицательной

дифференциальной проводимости (ОДП) и неустойчивости тока (эффект Ганна), а также нелинейные свойства контактов металл—полупроводник. В ходе исследований, направленных на использование этих эффектов для создания источников и приемников излучения в ММДВ были разработаны новые конструкции устройств и развиты некоторые новые методы исследования. Обзор результатов этой работы, полученных за последние годы, приводится ниже.

1. Детекторы, смесители и умножители частоты на диодах с барьером Шоттки

Создание детекторов, смесителей и умножителей частоты на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) для устройств ММДВ связано с необходимостью решения двух задач: получения тонких пленок полупроводника на сильнолегированной подложке и изготовления металлических контактов малого размера. Эти задачи вытекают из того, что в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 1) основной параметр, определяющий нелинейные свойства контакта на высокой частоте, так называемой предельной частоте, определяется произведением емкости барьера C_0 на последовательное сопротивление R_s .

$$f_{пр} = 1/R_s \cdot C_0.$$

Если $f_{пр}$ превышает рабочую частоту на порядок или более, контакт можно рассматривать как резистивный нелинейный элемент. При этом эффективность его работы оказывается наибольшей. Указанные соображения по существу определяют методику изготовления ДБШ, в частности выбор полупроводникового материала и геометрии контакта. В качестве полупроводника наиболее широко используется арсенид галлия, получаемый в виде тонких пленок на сильнолегированной подложке (для уменьшения последовательного сопротивления R_s). Расчеты и экспериментальные исследования показывают [8], что для работы в коротковолновой части ММДВ диаметр контакта должен быть на уровне 1—3 мкм, поэтому для удобства контактирования в волноводной камере диоды изготавливаются в виде так называемых сотовых структур (рис. 2) с применением методов фотолитографии. Пленка металла (золото) осаждается, как правило, электрохимическим способом.

В связи с широким использованием ДБШ в качестве детекторов, смесителей и умножителей частоты миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн их исследованию посвящено значительное число работ, охватывающих вопросы расчета СВЧ-па-

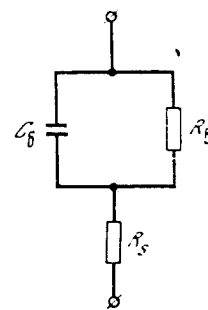


Рис. 1. Эквивалентная схема диода с барьером Шоттки

параметров, технологии изготовления, метрики и применения ДБШ. Ниже мы остановимся на результатах, полученных в этой области в ИРЭ АН СССР.

Детекторы. Опыт конструирования устройств коротковолновой части ММДВ показывает, что из-за роста потерь в стенках и на стыках волноводы основного сечения для волны H_{01} применять затруднительно, хотя и можно при выполнении требований к чистоте обработки поверхностей и точности. В то же время весьма эффективно использование квазиоптических трактов. В связи с этим при создании и исследовании детекторов использовались

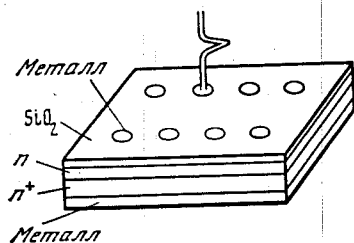


Рис. 2. Общий вид сотовой структуры ДБШ

в основном два типа детекторных камер: конусная с переходом на волновод основного сечения (рис. 3) и квазиоптическая. Диодные структуры изготавливались из пленок арсенида галлия n -типа на сильнолегированной подложке. Пленки имели толщину 0,5 — 1 мкм, концентрацию электронов $5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, подвижность электронов $(3,5 - 4,5) \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Диаметр контакта составлял $\sim 3 \text{ мкм}$. Результаты эксперимен-

тального исследования таких детекторов в диапазоне частот 115—890 ГГц приведены в работе [3]. Они показывают, и это согласуется с результатами работ других авторов, что на частоте $\sim 300 \text{ ГГц}$ детекторы имеют вольт-ваттную чувствительность $\sim 10^3 \text{ В/Вт}$, предельная чувствительность может достигать (при частоте модуляции 10^5 Гц) $10^{-10} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$, динамический диапазон не менее 60 дБ. По мере

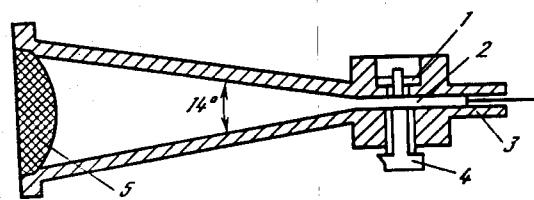


Рис. 3. Конусная детекторная камера 1 — штит с сотовой структурой и фильтр; 2 — месторасположение упругой иглы, показанной в увеличенном масштабе на рис. 2; 3 — короткозамыкающий поршень; 4 — винт; 5 — диэлектрическая линза

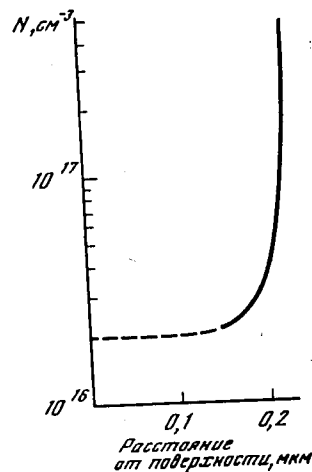


Рис. 4. Профиль концентрации электронов в $n-n^+$ -структуре

повышения частоты чувствительность уменьшается примерно по закону $1/f^4$.

Повышение эффективности детекторов в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн связано с необходимостью повышения предельной частоты диодных структур, что, как было отмечено выше, достигается уменьшением последовательного сопротивления n -или уменьшением емкости барьера. Расчеты показывают, что оптимальными с этой точки зрения являются диоды с барьером Мотта (ДБМ), изготовленные на основе тонких эпитаксиальных пленок на сильнолегированной подложке, толщина которых меньше или равна толщине обедненного слоя под контактом. В таких структурах исключается вклад эпитаксиальной пленки в последовательное сопротивление, кроме того, емкость барьера слабо зависит от напряжения смещения. Трудность, однако, состоит в том, что при приемлемой концентрации электронов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ толщина пленки в ДБМ должна составлять $\leq 0,1 \text{ мкм}$, а толщина переходного слоя между пленкой и подложкой, в котором перепад концентраций электронов составляет не менее порядка, должна быть соответственно еще меньше. В работе [4] использовались пленки арсенида галлия n -типа, полученные хлоридным газотранспортным методом. В качестве подложек использовался монокристаллический арсенид галлия, легированный теллуром и имеющий концентрацию электронов $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На рис. 4 представлен типичный профиль концентрации электронов в исследуемых эпитаксиальных структурах, полученный методом вольт-фарадных характеристик. Как видно из рисунка, изменение уровня легирования на одну декаду достигается в пределах 0,05 мкм. В процессе изготовления диодов n -слой химически стравливался до толщины 0,1 мкм, затем с помощью фотолитографии создавались контактные площадки, диаметром 4 мкм. В качестве металла барьера использовался никель. Из измерения вольт-амперных характеристик на постоянном токе были получены следующие основные параметры диодов: коэффициент идеальности 1,14, ток насыщения 10^{-13} А , последовательное сопротивление 8 Ом, обратное пробивное напряжение (измеренное при токе 10 мкА) 8 В, емкость барьера при нулевом смещении 0,006 пф. Результаты измерения зависимости емкости барьера от напряжения постоянного смещения представлены на рис. 5. Для сравнения здесь же приводятся результаты измерений для диода Шоттки, изготовленного на эпитаксиальной пленке толщиной 0,4 мкм. Практически независимая от смещения емкость диодов, изготовленных из тонких пленок (в диапазоне напряжений от 0 до -8 В изменению емкости барьера не превышало 12%), свидетельствует о том, что эпитаксиальный слой обеднен уже при нулевом смещении, т. е. мы имеем дело с барьером Мотта. Для измерений на СВЧ диодные структуры были разрезаны на кристаллы $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$ и смонтированы в конусной детекторной камере. Достигнутое значение предельной чувствительности $8 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ на частоте 270 ГГц на порядок превышает измеренную в

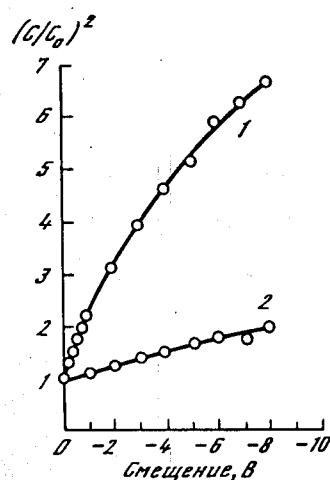


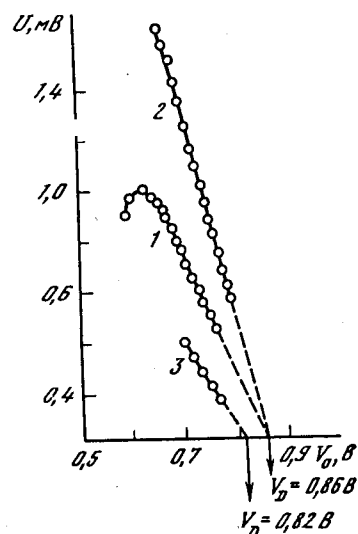
Рис. 5. Зависимость емкости барьера от напряжения смещения для диода Шоттки (1) и диода Мотта (2)

Рис. 6. Зависимость отклика детектора от смещения, частота 300 ГГц. Кривые 1—3 соответствуют различным контактам сотовой структуры

тех же условиях чувствительность детектора на диоде Шоттки с диаметром контакта 3 мкм, изготовленного на аналогичной эпитаксиальной структуре с толщиной пленки 0,5 мкм. Таким образом, создание диодов с барьером Мотта позволяет существенно улучшить параметры детекторов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Поскольку детектирующие свойства ДБШ, в частности вольт-ваттная чувствительность, непосредственно связаны с емкостью барьера, их исследование в ММДВ может быть использовано для определения некоторых фундаментальных параметров контакта металл—полупроводник. В работе [5] показано, что отклик (постоянное напряжение на диоде в режиме детектирования) линейно зависит от напряжения смещения в достаточно широком интервале его изменений (рис. 6), что дает возможность определить величину диффузионного потенциала барьера. Зная ее, можно определить также и концентрацию электронов в полупроводнике в области контакта. Малая величина диаметра контакта обеспечивает весьма высокое пространственное разрешение и позволяет контролировать однородность легирования полупроводника. Но, по-видимому, главное достоинство метода состоит в том, что он позволяет контролировать свойства контакта непосредственно на диодной сотовой структуре и находить при необходимости лучший из контактов уже в собранном и работающем детекторе.

Созданные в ходе исследований детекторы на ДБШ и ДБМ на-



ходят применение в различной измерительной аппаратуре для индикации малых уровней мощности. По мере совершенствования технологии получения тонких пленок арсенида галлия, использования контактов с меньшей высотой барьера (в этом случае удастся избавиться от необходимости подавать на детектор постоянное напряжение смещения), а также, применяя охлаждение, можно рассчитывать на дальнейшее увеличение предельной чувствительности детекторов на ДБШ (ДБМ). Важным представляется также переход на новые конструкции детекторных камер, основанные на использовании перспективных волноведущих структур типа металло-диэлектрических, диэлектрических и зеркальных волноводов.

Смесители. Особенность работы смесителей по сравнению с детекторами состоит в том, что их основной параметр — потери преобразования — обратно пропорционален квадрату емкости барьера, что делает необходимым создание диодов с как можно меньшим размером контактов [6]. В работе [7] экспериментально исследовались в диапазоне частот 180—380 ГГц смесители на ДБШ из арсенида галлия *n*-типа с диаметром контакта 2 мкм. Эти исследования позволили создать смесители с предельной чувствительностью 10^{-16} Вт/Гц на частоте 300 ГГц, что соответствовало в то время лучшим зарубежным данным. Однако при этом выяснилось также, что потенциальные возможности смесителя на ДБШ в этом диапазоне практически очень трудно реализовать, поскольку из-за больших потерь, вызванных рассогласованием в тракте и последовательным сопротивлением диода R_s , требуется большая мощность гетеродина. Поэтому в последующих работах [8, 9] было предложено использовать преобразование частоты на гармониках. В частности, было показано, что при преобразовании на второй гармонике проводимости минимальные потери преобразования практически незначительно превышают минимальные достижимые потери в смесителе на первой гармонике. В то же время требуемый уровень мощности гетеродина при преобразовании на гармониках ниже, так как лучше согласование в волноводном тракте и меньше паразитные потери. Расчеты показали также, что диаметр контакта диода нет необходимости уменьшать беспрестанно, поскольку при этом сопротивление диода R_s растет непропорционально из-за влияния эффектов растекания тока. Таким образом, для заданной частоты сигнала существует оптимальная величина необходимого диаметра контакта. Для частот ~ 300 ГГц она равна примерно 2 мкм. Экспериментальное исследование гармонических смесителей проводилось в работе [10]. Смесительная камера была выполнена в виде волноводного креста из волноводов сечением $0,8 \times 1,6$ мм и $1,8 \times 3,6$ мм, суженных соответственно до 0,3 и 0,5 мм по узкой стенке. Потери преобразования измерялись гетеродинным методом по схеме, приведенной в [7]. Мощность от гетеродина составила ~ 6 мВт. В данной схеме были получены потери преобразования ~ 10 дБ на частоте сигнала 120 ГГц при преобразова-

Таблица 1

Номер гармоники гетеродина	Частота сигнала, ГГц	Потери преобразования смесителя, дБ	Номер гармоники гетеродина	Частота сигнала, ГГц	Потери преобразования смесителя, дБ
2	128	10,4	5	320	26
3	192	15	6	384	30
4	256	21	2 *	136	13,3

* С твердотельным гетеродином.

нии на второй гармонике. Преобразование на более высоких гармониках (вплоть до 6-й) позволило продвинуться по частоте сигнала до 400 ГГц. Данные о потерях преобразования в этом случае приведены в табл. 1. Сравнительно небольшой уровень мощности, потребляемой от гетеродина при преобразовании на гармониках, позволил использовать твердотельные источники, в частности генераторы на диодах Ганна, и создать супергетеродинный приемник с чувствительностью 10^{-18} Вт/Гц на частоте 120 ГГц при частоте гетеродина 60 ГГц.

Умножители частоты. Создание полупроводниковых источников излучения в ММДВ, как уже отмечалось, является довольно сложной проблемой. Поэтому представляет интерес использование нелинейных свойств ДБШ также для умножения частоты, что позволяет создавать вторичные источники излучения. При этом, конечно, мощность на гармониках, как правило, существенно ниже мощности накачки, однако с учетом общей тенденции к снижению мощности и надежности полупроводниковых генераторов с повышением частоты, а также технологических трудностей в их создании, использование умножителей в ряде случаев оказывается вполне оправданным.

В работе [11] исследовался удвоитель частоты на диоде с барьером Шоттки, конструкция которого представлена на рис. 7. Излучение от задающего генератора подавалось по волноводу 1 сечением $1,8 \times 3,6$ мм² на приемную иглу 2, которая через отверстие связи проходила в круглый волновод 3 диаметром 1,5 мм. Для согласования преобразованного излучения с квазиоптическим трактом был применен конусный переход. В качестве источника накачки использовался клисторный генератор с частотой генерации 64 ГГц. Согласование умножителя частоты по тракту накачки производилось с помощью $E-H$ -трансформатора. Мощность накачки при работе генератора в режиме модуляции синусоидальным сигналом составила 13 мВт. ДБШ, изготовленные в виде сотовых структур, имели диаметр контакта 2—4 мкм, что обеспечивало предельную частоту 600—900 ГГц, и пробивное напряжение 10—16 В.

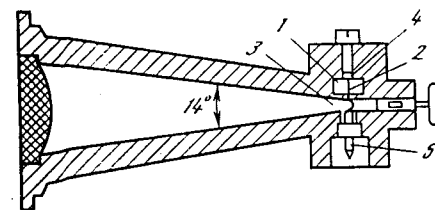


Рис. 7. Конструкция удвоителя частоты конусной камеры

1 — волновод тракта накачки; 2 — игла; 3 — волновод тракта сигнала; 4 — диодная структура; 5 — цепь подачи смещения

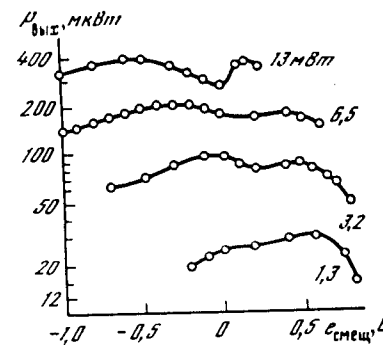


Рис. 8. Зависимость выходной мощности удвоителя частоты от напряжения смещения при различных уровнях мощности накачки, $d = 3$ мкм, $R_S = 12$ Ом

На рис. 8 приведены основные характеристики умножителя. Для получения наибольшей эффективности преобразования был выбран наиболее оптимальный диаметр контакта — 3 мкм. По-видимому, уменьшение последовательного сопротивления R_S более важно, чем снижение барьерной емкости, что находится в соответствии с расчетом [12]. Кроме того, из рисунка следует, что при больших уровнях накачки оптимальное напряжение смещения оказывается в области обратных смещений, что, по-видимому, свидетельствует о влиянии нелинейной емкости на эффективность преобразования. При малых же уровнях накачки определяющим является резистивный режим умножения частоты. Максимальный сигнал с умножителя на частоте 124 ГГц был равен 400 мкВт. Потери преобразования во вторую гармонику составили 15 дБ. В эту величину входят потери в квазиоптическом тракте длиной 20 см, равные 2 дБ. При работе в режиме непрерывной генерации мощность накачки была увеличена до 26 мВт. В этом случае максимальная мощность второй гармоники составила 1,2 мВт, потери преобразования соответственно 13,4 дБ. Это больше, чем в варакторных умножителях, где потери достигают 8 дБ, однако по сравнению с варакторными резистивные умножители более широкополосны, менее критичны в настройке и могут быть применены в устройствах, не требующих большого уровня мощности, таких, как гетеродины в приемниках, использующих в качестве смесителя сверхпроводящие контакты или диоды с барьером Мотта.

2. Исследование генерации и нелинейных свойств диодов Ганна

Генерация на диодах Ганна с квазиоптическим резонатором. Генерации на диодах Ганна посвящено огромное число работ, выполненных в Советском Союзе и за рубежом с 1963 г., когда был открыт эффект Ганна в арсениде галлия. В настоящее время

эта генерация охватывает диапазон частот от единиц до сотен гигагерц и, в основном, реализуется в резонансно-пролетном режиме работы диода. Исследования этого эффекта продолжают и сейчас и направлены на улучшение эффективности колебаний, дальнейшее повышение рабочих частот и мощности, на улучшение частотной стабильности, на сужение спектра генерации, на расширение диапазона перестройки частоты и т. д. Ниже приведены соображения по выбору диодов Ганна и высокодобротного резонатора с целью улучшения частотной стабильности автоколебаний в ММДВ, а также характеристики лабораторных макетов генераторов этого диапазона на первой и второй гармониках с повышенной частотной стабильностью.

В рассматриваемом диапазоне высокой добротностью обладают открытые квазиоптические, многомодовые волноводные и твердотельные диэлектрические резонаторы [13—15]. Выбор квазиоптического резонатора определился его большей добротностью и разреженностью спектра собственных резонансов, чем волноводного, а необходимость управления частотой колебаний в процессе генерации исключила использование твердотельного диэлектрического резонатора, так как его резонансная частота жестко связана с размерами диэлектрика.

Применение квазиоптического резонатора для генерации колебаний ММДВ привело к необходимости решения ряда дополнительных задач: исключения (или уменьшения) влияния конструктивных элементов диода на характеристики генерации, эффективного отвода тепла от диода Ганна, съема СВЧ-мощности с диода на первой и последующих гармониках автоколебаний, возможности суммирования мощности СВЧ-колебаний от нескольких диодов и обеспечения управления частотой.

Конструктивные элементы современного диода Ганна ММДВ (керамическая втулка его корпуса и проводник для подачи напряжения питания на полупроводниковый элемент) и сама полупроводниковая структура (ее емкость) образуют низкодобротный колебательный контур на квазисосредоточенных параметрах (так как размеры указанных элементов сравнимы с длиной волны λ), резонансная частота которого лежит в ММДВ. Импедансы этих элементов каждого в отдельности диода таковы, что они или шунтируют дифференциальное сопротивление (ОДС) полупроводника (емкостной импеданс втулки или полупроводниковой структуры много меньше ОДС) или маскируют ОДС (импеданс индуктивности проводника много больше ОДС). Это приводит к срыву резонансно-пролетного режима работы и значительному ослаблению связи диода с внешней цепью (резонатора с нагрузкой), а следовательно, к резкому падению мощности в нагрузке. Лишь на резонансной частоте диода шунтирующее и маскирующее действия элементов диода (полностью или частично) компенсируются, возрастает связь диода с внешней цепью и, следовательно, увеличивается мощность в нагрузке. Поэтому в ММДВ эффективная работа диода Ганна может быть реализована лишь на частотах,

близких к резонансной частоте диода. Этот вывод имеет принципиальное значение для ММДВ. Так как диод Ганна используется в резонансно-пролетном режиме, то для реализации его эффективной генерации в рассматриваемом диапазоне, резонансная частота диода должна быть равна его пролетной частоте.

Существенной особенностью используемой (в исследованиях) открытой резонаторной системы является металлическое плоское зеркало, лежащее в плоскости симметрии этой системы, на котором располагаются рабочие зеркала и диод; последний находится в зоне СВЧ-поля, образованного рабочими зеркалами. Введение этого зеркала без изменения структуры СВЧ-поля резонатора существенно упрощает решение перечисленных выше задач.

Во-первых, тело базового зеркала является хорошим тепловым резервуаром, способствующим эффективному отводу тепла от диода, который имеет с зеркалом тепловой контакт.

Во-вторых, представляется возможность осуществить с помощью простых способов как электрическую связь диода с резонатором (рис. 9, а), так и магнитную (рис. 9, б). Электрическую связь целесообразно использовать при съеме с диода мощности на основной частоте автоколебаний. Она широкополосна и реализуется, когда в месте расположения диода электрические СВЧ-поля диода и резонатора параллельны друг другу. Напряжение питания подается на диод в этом случае тонким проводником, не нарушающим распределение СВЧ-поля в резонаторе. Магнитную связь используют при съеме с диода мощности гармоники автоколебания с целью повышения частоты генерации в два и более раз. В этом случае ток через диод, содержащий гармонику, замыкается с зеркалом при помощи короткой металлической петли (петли связи), которая своим магнитным полем возбуждает колебания квазиоптического резонатора. В этом случае напряжение питания подается на диод через петлю связи.

В-третьих, с целью суммирования мощности от нескольких диодов необходимо разместить их на базовом зеркале так, чтобы от них можно было эффективно отводить тепло. Эта возможность обеспечивается довольно большой областью базового зеркала, соответствующей высокой напряженности СВЧ-поля, и хотя она узка (ширина примерно λ), ее протяженность велика и равна расстоянию между рабочими зеркалами, оцениваемому в зависимости от типа резонатора величиной $(10-100) \lambda/2$ [14].

То обстоятельство, что в резонаторную систему входит колебательный контур диода на квазисосредоточенных параметрах, выделяет из широкого спектра собственных резонансных частот открытого резонатора более узкий рабочий диапазон генерации. Поскольку добротность этого контура на 2—3 порядка величины меньше, чем у квазиоптического резонатора, то управление частотой может осуществляться лишь высокодобротным резонатором в диапазоне частот, определяемом добротностью колебательного контура диода. В частности, в наиболее простом варианте управ-

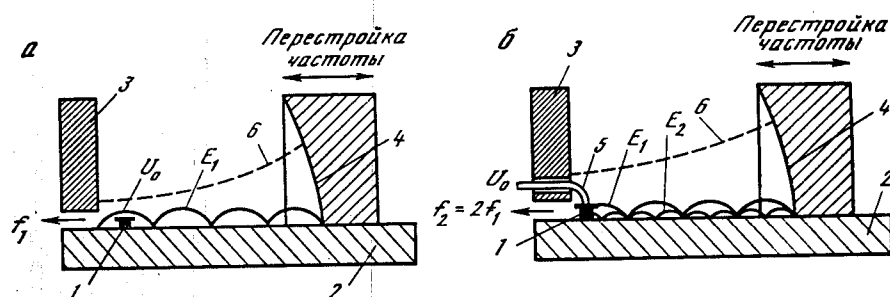


Рис. 9. Эскиз квазиоптического резонатора для генераций колебаний

а — на основной частоте, б — на второй гармонике; 1 — диод Ганна; 2 — базовое зеркало; 3 — неподвижное плоское, 4 — подвижное сферическое зеркало; 5 — петля связи; 6 — каустика

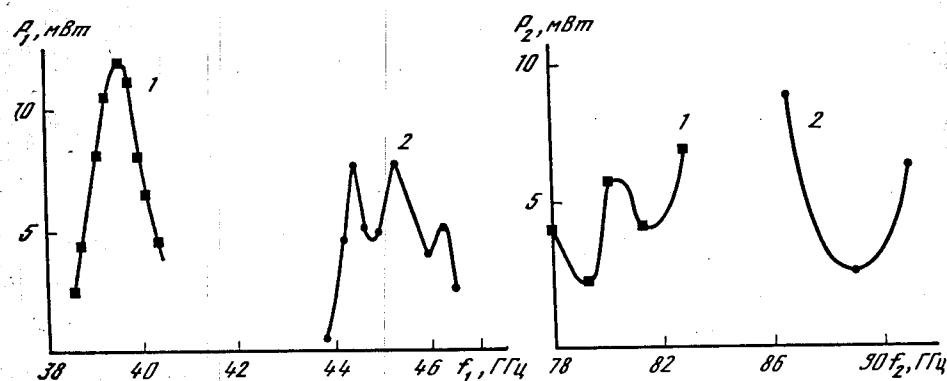


Рис. 10. Типовые экспериментальные зависимости генерируемой на основной частоте СВЧ-мощности P_1 от частоты автоколебаний f_1 для двух диодов Ганна 1 — 8-миллиметрового диапазона; 2 — 6-миллиметрового диапазона

Рис. 11. Типовые экспериментальные зависимости генерируемой на второй гармонике СВЧ-мощности P_2 от частоты колебаний в нагрузке f_2 для двух диодов 3-миллиметрового диапазона

ление частотой может осуществляться изменением расстояния между рабочими зеркалами или введением в резонатор диэлектрика, например через узкую щель в базовом зеркале, которая должна быть так ориентирована, чтобы не пересекать СВЧ-токов в зеркале (и тем самым не увеличивать потери в резонаторе). Существенным упрощением перестройки частоты является использование некофокального полусферического резонатора [16] с неподвижным плоским и подвижным сферическим зеркалами, как это показано на рис. 9. В этом случае для изменения частоты автоколебаний достаточно перемещать по базовому зеркалу лишь одно (подвижное сферическое) зеркало.

Таблица 2

Тип резонаторной системы	Частота f , ГГц	Электронная перестройка частоты $\Delta f / \Delta U_0$, МГц/В	Мощность P , мВт	Уход частоты автоколебаний за 30 мин после включения Δf , МГц
Волноводная	38,1	200	20	50
Квазиоптическая *	42,5	18	13	6 ** и 1 ***

* Число полуволн между зеркалами $q=13$.

** Базовое зеркало выполнено из дюралюминия.

*** Базовое зеркало выполнено из суперинвара.

Наконец, применение высокодобротного резонатора сужает ширину спектра автоколебаний, что способствует также и уменьшению уровня шумов вблизи частоты автоколебаний.

Указанные выше соображения были использованы при разработке макетов двух типов источников СВЧ-колебаний ММДВ: с выводом в нагрузку автоколебаний на основной частоте по схеме рис. 9, а и с выводом в нагрузку колебаний второй гармоники по схеме рис. 9, б. Упомянутые макеты были исследованы, и получены следующие характеристики.

В режиме автоколебаний на основной частоте в диапазоне длин волн 5—8 мм получена максимальная мощность при непрерывных колебаниях 40 мВт, диапазон механической перестройки частоты 4—5% при ширине спектра не больше 10 кГц, нестабильность частоты за 100 мкс $(1,2-4) \cdot 10^{-9}$; собственная добротность квазиоптического резонатора $\sim 10^4$.

В режиме автоколебаний на второй гармонике получены следующие параметры в диапазоне 3—4 мм: максимальная мощность в режиме непрерывных колебаний 9 мВт, диапазон механической перестройки частоты 4—5% при ширине спектра не более 10 кГц.

Ниже на рис. 10 приведены типовые зависимости генерируемой на первой гармонике СВЧ-мощности P_1 от частоты автоколебаний f_1 , полученные с одним и тем же резонатором при изменении расстояния между плоским и сферическим зеркалами для двух диодов Ганна: 8-миллиметрового диапазона и 6-миллиметрового диапазона.

На рис. 11 приведены экспериментальные зависимости СВЧ-мощности, генерируемой на второй гармонике, P_2 от частоты колебаний в нагрузке f_2 , полученные с одним и тем же резонатором при изменении расстояния между плоским и сферическим зеркалами для двух диодов 3-миллиметрового диапазона.

В табл. 2 приведены результаты сравнительных измерений параметров источников СВЧ-колебаний на одном и том же диоде Ганна, выполненных в секции с волноводным и с квазиоптическим резонатором в режиме автоколебаний на основной частоте.

Из таблицы видно, что как электронная перестройка частоты, так и изменение частоты при прогреве примерно на порядок вели-

чины лучше для случая квазиоптического резонатора, чем волноводного.

Нелинейные свойства диодов Ганна, изготовленных в виде сотовых структур. Характерной особенностью диодов Ганна, предназначенных для работы в коротковолновой части ММДВ, является то, что размер между омическими контактами по направлению тока составляет в них ≤ 2 мкм. Сравнительно малое удельное сопротивление полупроводника и малая толщина активного слоя обуславливают необходимость существенного уменьшения поперечного размера образцов по сравнению, например, с диодами, работающими в сантиметровом диапазоне. Так, для осуществления хорошего согласования с существующими волноводными трактами необходимо, чтобы сопротивление образцов было в пределах 10—100 Ом. Это приводит к необходимости уменьшения их поперечных размеров до 10—50 мкм. В работе [17] показано, что такие образцы можно изготовить в виде сотовых структур, подобных тем, которые используются при создании приборов на диодах с барьером Шоттки. Поскольку толщина активной области мала по сравнению с поперечным размером контакта, распределение плотности тока на поперечном сечении диода близко к однородному.

Для изготовления диодов использовались эпитаксиальные структуры типа $n-n^+$ с толщиной пленки 2,3 мкм при концентрации электронов в пленке 10^{18} см^{-3} и подвижности $6500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Изготовление диодов производилось по методике, в основном аналогичной методике изготовления сотовых структур с ДВШ. На поверхность эпитаксиальной структуры со стороны n -слоя наносилась пленка окиси кремния, в которой методом фотолитографии вскрывались окна диаметром от 5 до 20 мкм. Затем в эти окна методом электрохимического осаждения наносилась пленка золота и проводилось его вжигание в вакууме с целью формирования омических контактов. Контакт со стороны n^+ -подложки получался напылением и вжиганием сплава золота с германием.

Полученные структуры разрезались на небольшие пластинки, которые напаивались на медные или латунные штифты с помощью легкоплавкого металла (индий). Напаянные на штифты сотовые структуры монтировались в волноводную конструкцию, позволяющую измерять их параметры по постоянному току, а также исследовать их возможности в области генерации и детектирования СВЧ-колебаний. Контактное соединение с образцом осуществлялось с помощью заточенной электролитическим способом вольфрамовой иглы. Используемая в данной работе конструкция диодов и метод контактирования обеспечивают возможность измерения их основных параметров как на постоянном токе, так и на СВЧ. При этом, поскольку сопротивление образцов достаточно велико (~ 40 Ом), выделяемая мощность составляет ≤ 50 мВт даже при полях, более чем вдвое превышающих порог отрицательной проводимости, и отвод тепла в подложку полностью обеспечивает температурную стабильность диодов, работающих в непрерывном режиме. Кроме того, имеется возможность в процессе ра-

боты выбрать лучший по параметрам элемент путем поворота штифта с диодом и перехода иглы из одного окна в другое.

Для оценки возможности использования диодов в качестве нелинейных элементов ММДВ были экспериментально исследованы их вольт-амперные характеристики на СВЧ, а также детектирующие свойства. Вольт-амперные характеристики диодов с диаметром контакта (окна) 8 мкм приведены на рис. 12. Кривые 1 и 3 представляют собой статические вольт-амперные характеристики двух диодов при приложении напряжения таким образом, что контакт пленки золота к n -слою эпитаксиальной структуры арсенида галлия является катодом. Как видно из рисунка, на этих характеристиках имеется падающий участок. Вольт-амперная характеристика при обратном направлении тока имеет только участок насыщения, а колебания тока при этом наблюдать не удается.

Такой вид вольт-амперных характеристик характерен для случаев, когда один из невыпрямляющих контактов, в данном случае контакт малого диаметра, является неидеальным и вблизи него образуется область повышенного сопротивления, а при приложении напряжения — статический домен сильного поля. В результате в случае, когда такой контакт является катодом, облегчается образование движущихся доменов, увеличивается эффективность и частота генерации. Действительно, при напряжениях 2—2,5 В удалось наблюдать колебания на частотах 70—75 ГГц, что существенно выше частоты, ожидаемой в соответствии с толщиной n -слоя (~ 40 ГГц). Кривые 2 и 4 на рис. 12 представляют собой вольт-амперные характеристики тех же диодов в условиях разогрева электронов СВЧ-полем с частотой 36 ГГц (2) и 75 ГГц (4). Видно, что нелинейность вольт-амперных характеристик исследуемых диодов и отрицательная проводимость значительно больше, чем можно было бы ожидать на столь высоких частотах для диодов с однородным распределением поля [18]. Это позволяет рассчитывать на увеличение эффективности умножителей или смесителей сдвига на диодах такого типа по сравнению со случаем, когда образование доменов подавляется.

Подтверждением тому может служить сравнительно высокая ампер-ваттная чувствительность диодов вблизи максимума вольт-амперной характеристики. При мощности сигнала ~ 10 мВт она

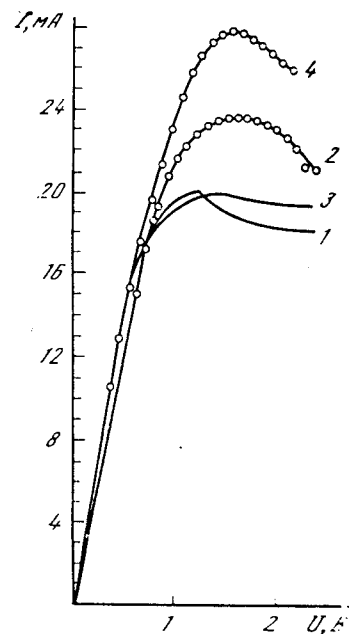


Рис. 12. Вольт-амперные характеристики диодов на постоянном токе (1, 3) и на СВЧ (2, 4)

имеет величину, близкую к лучшим известным данным для чувствительности диодов с барьером Шоттки, а при мощности $\sim 0,1$ мВт значительно превосходит чувствительность последних. Как показали измерения, высокая чувствительность диодов Ганна сохраняется и на частотах ~ 150 ГГц ($0,6$ А/Вт при $P = 1$ мВт).

Это открывает новые возможности использования диодов Ганна в качестве вторичных источников излучения (умножителей, смесителей сдвига) в коротковолновой части ММДВ. Следует отметить тот факт, что при уменьшении уровня мощности сигнала величина оптимального смещения стремится к напряжению, при котором имеет место излом на статических вольт-амперных характеристик диодов (кривые 1 и 3 рис. 12), т. е. высокая чувствительность при детектировании обусловлена нелинейностью вольт-амперной характеристики, связанной с образованием доменов.

Автоколебания в кольцевых полупроводниковых структурах. В ММДВ размеры реальных полупроводниковых структур в направлении, перпендикулярном электрическому полю, становятся сравнимыми с длиной электромагнитной волны в полупроводнике, и возникающая при этом неоднородность распределения поля может существенно ухудшать параметры генерации. Это нежелательное на первый взгляд обстоятельство может оказаться полезным для генерации колебаний, возникающих в распределенных полупроводниковых структурах с ОДП. Действительно, полупроводник с узкими по сравнению с длиной волны электродами представляет собой волноведущую линию, и волна, распространяющаяся вдоль этой линии, может усиливаться за счет ОДП полупроводника. При наличии отражений от концов линии такая структура может иметь резонансные свойства [19]. В работе [20] была использована другая полупроводниковая структура, имеющая резонансные свойства и позволяющая осуществить генерацию СВЧ-колебаний без внешнего резонатора. Она представляет собой полупроводниковую пленку в форме кольца с нанесенными на ее поверхность кольцевыми металлическими электродами. Резонансные частоты такой структуры определяются условием, чтобы на длине ее окружности укладывалось целое число длин волн.

В качестве полупроводника использовался арсенид галлия n -типа, в котором возбуждалась двухчастотная генерация [21–24] и в результате возникали колебания с двумя, вообще говоря, некратными частотами: более низкой, связанной с периодическим движением доменов (пролетная частота), и более высокой, обусловленной возбуждением высокочастотного резонатора отрицательным сопротивлением образца с доменом.

Полупроводниковая структура имела вид, показанный на рис. 13. Образец помещался в середине широкой стенки прямоугольного волновода и к нему прикладывалось импульсное напряжение. При напряжении выше порогового наблюдалась генерация колебаний одновременно на двух частотах: $f_1 = 22$ ГГц,

Рис. 13. Кольцевая полупроводниковая структура в волноводе

а — вид со стороны узкой стенки волновода; б — вид со стороны широкой стенки; 1 — n -слой, толщина 5 мкм, концентрация электронов $n \approx 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; 2 — волновод; 3 — кольцевой металлический электрод; 4 — металлический электрод; 5 — мгновенное направление электрических полей

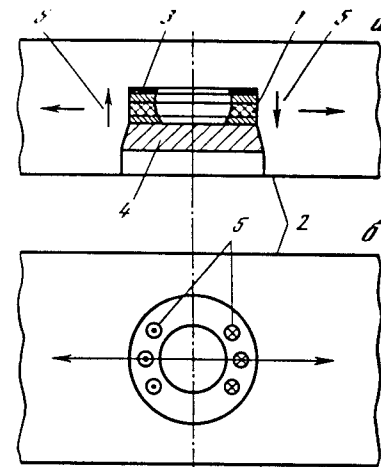
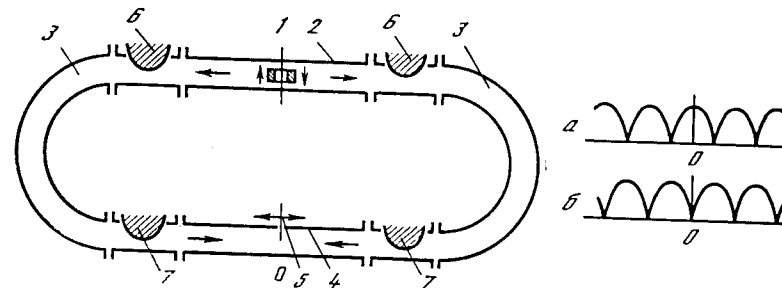


Рис. 14. Схема опыта для доказательства резонансных свойств кольцевой полупроводниковой структуры (волноводы показаны со стороны узкой стенки)

1 — образец; 2, 3 — волноводы; 4 — волноводная измерительная линия с зондом; 5, 6 — развязывающие аттенуаторы (3 дБ); 7 — развязывающие аттенуаторы; а — картина стоячей волны в измерительной линии при возбуждении волновода 2 клистронным генератором, б — то же при возбуждении волновода кольцевой структурой



соответствующей частоте пролета доменов для исследуемой структуры толщиной ~ 5 мкм, и $f \approx 54$ ГГц. Излучение с пролетной частотой отфильтровывалось за пределами для нее волноводами (рис. 14). Колебания с $f \approx 54$ ГГц распространялись по волноводу в обе стороны от полупроводниковой структуры.

Чтобы выяснить, чем определялась частота генерации 54 ГГц — резонансными свойствами кольцевой структуры или же внешней схемы — был поставлен опыт, схема которого показана на рис. 14 [20].

Результат опыта показал, что «правая» и «левая» волны возбуждаются кольцевой структурой с противоположной начальной фазой, что доказывает факт самовозбуждения полупроводниковой кольцевой резонансной структуры. При этом частоту не удавалось перестраивать поршнем в волноводе, но образцам с большим диаметром соответствовало меньшее ее значение, как и предполагалось из принципа действия кольцевого активного резонатора.

Проведенные исследования демонстрируют возможность применения распределенных структур, изготовленных из полупроводника с ОДП для генерации колебаний ММДВ. Резонансные коль-

цевые структуры обладают достаточной добротностью для самовозбуждения в них автоколебаний. Такие структуры представляются перспективными для генерации в ММДВ, так как их использование устраняет трудности, связанные с паразитным влиянием элементов корпуса диода и цепи смещения на частоту генерации и на связь активного элемента с внешним резонатором.

Некоторые перспективы совершенствования акустоэлектронных устройств для обработки информации

Ю. В. ГУЛЯЕВ, А. В. МЕДВЕДЬ

Литература

1. Тагер А. С. // Литовский физический сборник. 1981. Т. 21, № 4. С. 23.
2. Любченко В. Е., Макаева Г. С., Нефедов Е. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 9. С. 1665.
3. Аверин С. В., Попов В. А. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 5. С. 105.
4. Аверин С. В., Азатьян Е. А., Гуляев Ю. В. и др. // ДАН СССР. 1984. Т. 277, № 5. С. 1124.
5. Аверин С. В., Любченко В. Е. // Радиотехника и электроника. — 1980. Т. 25, № 3. С. 660.
6. Kegg A. R. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1975. Vol. 23, N 10. P. 781.
7. Аверин С. В., Попов В. А. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 8. С. 1772.
8. Аверин С. В., Попов В. А. // Гармонические смесители на диодах с барьером Шоттки: Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1978. № 12 (254).
9. Аверин С. В., Попов В. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 6. С. 1194.
10. Аверин С. В., Попов В. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 7. С. 1471.
11. Аверин С. В., Груша С. А., Любченко В. Е. и др. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 8. С. 1686.
12. Аверин С. В., Любченко В. Е., Попов В. А. и др. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 9. С. 2014.
13. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966.
14. Богомолов Г. Д. // Электроника больших мощностей: Сб. 3. М.: Наука, 1964. С. 154.
15. Взятых Ю. Ф. // Тр. МЭИ. 1981. Вып. 547. С. 5.
16. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М.: Сов. радио, 1967.
17. Аверин С. В., Борисов В. И., Гуляев Ю. В. и др. // ДАН СССР. 1983. Т. 269, № 2. С. 354.
18. Кемарский В. А., Любченко В. Е., Скуратовский В. Я., Телегин А. А. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18, № 5. С. 1024.
19. Waughn A. C., Colliver D. J. // Electron. Lett. 1970. Vol. 6, N 7. P. 498.
20. Алтухов И. В., Казан М. С., Калашников С. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 10. С. 626.
21. Алтухов И. В., Казан М. С., Калашников С. Г., Кукушкин С. Г. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 10. С. 477.
22. Алтухов И. В., Васильев Н. А., Казан М. С. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, № 10. С. 1971.
23. Алтухов И. В., Казан М. С., Калашников С. Г. и др. // ФТП. 1979. Т. 13, № 12. С. 2316—2322.
24. Алтухов И. В., Казан М. С., Калашников С. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 9. С. 548.

Акустоэлектроника достигла значительных успехов. К настоящему времени разработан целый ряд различных акустоэлектронных устройств (около 100), способных выполнять практически все те же операции с сигналами, что и существующие радиоэлектронные устройства на традиционных радиокомпонентах, а по ряду параметров и по функциональным возможностям значительно превосходящих их (см., например, [1—3]).

Некоторые акустоэлектронные устройства, такие как полосовые фильтры и линии задержки на поверхностных акустических волнах (ПАВ), уже заняли свое прочное место в радиоэлектронной аппаратуре. Другие же акустоэлектронные устройства, способные выполнять более сложные функции обработки сигналов в аналоговой форме, используются весьма ограниченно или совсем не используются, что связано в некоторой степени с существованием хорошо разработанных методов цифровой обработки и успехами вычислительной техники.

Требования, предъявляемые к радиоэлектронной аппаратуре для обработки информации, в первую очередь по быстродействию, с каждым годом возрастают. Однако дальнейшего существенного прогресса в создании быстродействующих сверхбольших интегральных схем, из которых строятся современные ЭВМ, ожидать трудно, так как степень интеграции и размеры кристаллов, на которых выполняются эти интегральные схемы, приближаются к своим пределам, обусловленным физическими и техническими ограничениями [4]. Поэтому может наступить время, когда цифровая техника не сможет справляться с задачами обработки информации.

С этой точки зрения акустоэлектронные устройства, так же как и акустооптические, спинволновые и другие устройства функциональной электроники, способные обрабатывать сигналы в реальном масштабе времени, приобретают особое значение. Приведем один пример. Для выполнения операции свертки в реальном масштабе времени двух сигналов длительностью 10 мкс и шириной спектра 200 МГц, которую способны выполнять акустоэлектронные конвольверы, с помощью цифровой техники потребовалась бы ЭВМ с быстродействием более 10^{11} арифметических операций в секунду [5]. Не следует считать, что уже все готово для использования акустоэлектроники в будущем. Потребуются много сделать для ее дальнейшего развития.

В настоящей статье рассматриваются перспективы совершенствования существующих акустоэлектронных устройств — фильтров, линий задержки, конвольверов, корреляторов, устройств памяти за счет новой конструкции электромеханического преобразователя ПАВ, применения акустоэлектронных усиливающих элементов и устройств, основанных на явлениях взаимодействия ПАВ с электронным пучком в вакууме. Принцип действия устройств, которые подробно описаны в целом ряде обзорных статей (например, в [1—3]), здесь обсуждаться не будет.

1. Фильтры с емкостным взвешиванием электродов

Хорошо известно, что для получения нужной передаточной характеристики фильтра на ПАВ для одного из его преобразователей величина перекрытия электродов должна быть не постоянной, а изменяться так, чтобы импульсный отклик преобразователя являлся обратным преобразователем Фурье этой передаточной характеристики. Такой преобразователь называется аподизованным и генерирует ПАВ с неравномерным волновым фронтом по ширине акустического луча. Для того, чтобы второй преобразователь фильтра без искажений преобразовывал функцию перекрытия электродов в амплитудную модуляцию импульсного отклика, этот второй преобразователь должен быть неаподизованным и широкополосным.

Таким образом, передаточная характеристика, являющаяся произведением передаточных характеристик входного и выходного преобразователей, в таких акустоэлектронных устройствах формируется, по существу, лишь одним преобразователем. Чтобы передаточная характеристика устройства формировалась двумя преобразователями, т. е. чтобы оба преобразователя были аподизованными, нужно сделать однородным фронт ПАВ, излучаемых входным преобразователем.

На рис. 1 изображена конструкция предложенного в ИРЭ фильтра на ПАВ с емкостным взвешиванием электродов преобразователей, в котором частотная характеристика формируется как входным, так и выходным преобразователем [6—7].

Как видно из рисунка, такой преобразователь состоит из основного ряда электродов, перекрытие которых постоянно, и дополнительного ряда. В каждой паре электродов в основном ряду один электрод гальванически соединен с нижней контактной площадкой, а второй связан с верхней контактной площадкой через межэлектродную емкость соответствующей пары электродов дополнительного ряда. Меняя перекрытие электродов в дополнительном ряду, можно контролировать напряжения, подводимые к соответствующим парам электродов основного ряда.

ПАВ в таком преобразователе могут излучаться электродами не только основного ряда, но и дополнительного. Поэтому для работы фильтра с преобразователями описанного типа существенно, что-

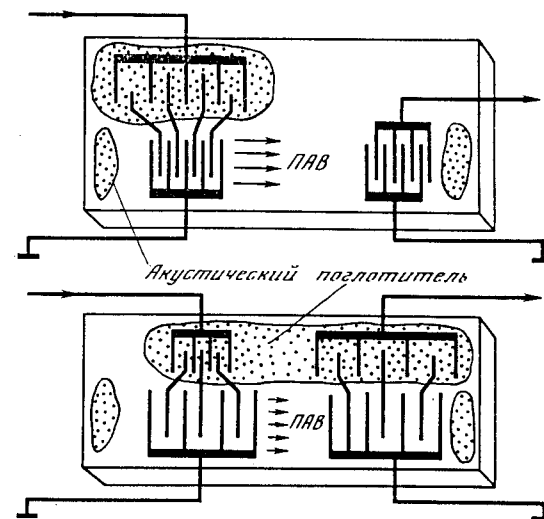


Рис. 1

бы полоса частот генерации ПАВ дополнительным рядом электродов лежала за пределами заданной полосы пропускания фильтра. Это легко достигается, если периоды расположения электродов в основном и дополнительном рядах различны. Наличие дополнительного ряда в этом случае не будет вносить искажений в передаточную характеристику, формируемую основным рядом.

Эффект генерации ПАВ дополнительным рядом электродов за пределами полосы пропускания фильтра можно использовать для дополнительного увеличения затухания в определенных участках полосы непропускания фильтра. Действительно, ПАВ, генерируемые дополнительным рядом, рассеиваются или поглощаются поглотителем, который может быть нанесен непосредственно на дополнительный ряд электродов. Таким образом, это дает возможность дополнительно улучшить характеристики фильтров.

На рис. 2 представлена амплитудно-частотная характеристика лабораторного макета полосового фильтра на $YZ-LiNbO_3$ с двумя преобразователями с емкостным взвешиванием электродов. Фильтр был рассчитан на основную частоту 110 МГц. Вносимые потери фильтра при скомпенсированных статических емкостях преобразователей в 75-омном тракте составляли 15 дБ. Преимущества такой конструкции еще не полностью выяснены для различных типов фильтров на ПАВ.

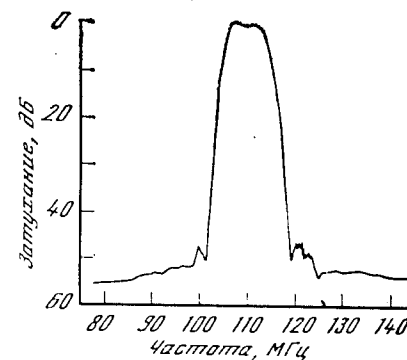


Рис. 2

Эксперименты, выполненные в ИРЭ [8], показали перспективность емкостного взвешивания для широкополосных фильтров с переменным шагом электродов преобразователей: относительная ширина полосы пропускания созданного макета фильтра равнялась 80% с уровнем подавления вне полосы пропускания 45 дБ и прямоугольностью амплитудно-частотной характеристики, измеренной по уровням 3 и 40 дБ, — 1,4.

Недавно было показано, что конструкция с емкостным взвешиванием позволяет создать фильтры с чрезвычайно малым временем задержки сигнала, ~ 10 нс, что является необходимым для некоторых применений фильтров на ПАВ в аппаратуре [9]. Дело в том, что малую задержку трудно получить в фильтрах на ПАВ «обычной» конструкции, так как чрезмерно большой сигнал прямого прохождения (наводка) с входного преобразователя на выходной через паразитные емкости не позволяет расположить преобразователи достаточно близко друг к другу. Паразитная емкость между преобразователями в фильтрах новой конструкции оказывается включенной последовательно с емкостями между основным и дополнительным рядами преобразователей, что приводит к уменьшению ее величины и дает возможность уменьшить расстояние между преобразователями. Отметим, что ранее считалось невозможным создание линий задержки на ПАВ на такие малые времена.

2. Монолитный акустоэлектронный усилитель для фильтров и линий задержки на ПАВ

Объединение акустоэлектронных усилителей с пассивными устройствами на ПАВ позволит не только скомпенсировать потери энергии обрабатываемых сигналов в этих устройствах, но и существенно улучшить некоторые параметры этих устройств. Здесь мы приведем некоторые результаты исследований монолитного акустоэлектронного усилителя и его применений в других устройствах на ПАВ, выполненных в ИРЭ АН СССР.

Монолитная структура, на основе которой изготавливается усилитель, представляет собой подложку из ниобата лития, на которую наносятся диэлектрический подслои из окиси кремния толщиной ~ 700 Å, пленка антимонида индия толщиной ~ 700 Å и верхний защитный слой из окиси кремния толщиной ~ 1000 Å. В такой структуре пленка антимонида индия оказывается как бы помещенной в кювету из окиси кремния, что позволило применить специальную технологическую операцию вакуумного переплава полупроводниковой пленки и значительно повысить ($\sim$ в 3 раза) дрейфовую подвижность носителей заряда в таких тонких пленках по сравнению с подвижностью, получаемой для таких же пленок без применения этой технологической операции [10]. Это позволило создать макеты монолитных акустоэлектронных усилителей, способных надежно работать в непрерывном режиме и обеспечивающих на частоте 280 МГц величины усиления ПАВ 40—

50 дБ и «чистого» усиления радиосигналов 20—30 дБ при напряжении питания 1—1,2 кВ. Динамический диапазон исследованных макетов составлял 70 дБ.

Созданные макеты активных линий задержки были использованы для измерения важного параметра линий задержки на ПАВ — уровня подавления трехпролетного эха. Измеренное значение этого параметра даже при напряжениях питания всего 0,5 кВ, соответствующих вносимым потерям устройства 15 дБ, оказалось равным более 80 дБ. Для контрольной пассивной линии задержки, изготовленной на ту же частоту и время задержки, что и активная линия, и с вносимыми потерями 20 дБ, уровень подавления трехпролетного эха равнялся 42 дБ. Отметим, что практически для всех разработанных линий задержки на ПАВ значение этого параметра не превышает 50 дБ [3]. Отношение уровня полезного сигнала к уровню паразитных сигналов, обусловленных объемными акустическими модами, а также к уровню сигнала прямого электромагнитного просачивания в активных линиях задержки возрастает по сравнению с пассивными линиями на величину, равную величине электронного усиления ПАВ, т. е. на 40—50 дБ.

Аналогичное улучшение параметров следует ожидать и для фильтров на ПАВ с использованием в них «встроенного» акустоэлектронного усилителя. Особенно полезным такой усилитель может оказаться в будущем, когда потребуются полосовые фильтры с подавлением вне полосы пропускания более 90 дБ.

Пассивные линии задержки на ПАВ, включенные в цепь обратной связи транзисторных усилителей, в настоящее время широко используются для генерации высокочастотных сигналов [3]. Аналогичные функции способна выполнять и активная линия задержки на ПАВ, при этом отпадает необходимость во «внешнем» транзисторном усилителе. Обратная связь для возникновения генерации ПАВ и высокочастотного радиосигнала в активной линии задержки в простейшем случае может быть осуществлена проводником, соединяющим входной и выходной преобразователи [11].

На рис. 3 представлена зависимость напряжения генерируемого сигнала частотой 272,9 МГц на нагрузке 50 Ом от напряжения питания «встроенного» в линию задержки акустоэлектронного усилителя [11]. Спектральная ширина линии генерируемого сигнала не превышала 1 кГц. Максимальная мощность генерируемого сигнала достигала 1,5 мВт. Отметим, что проводник, соединяющий входной и выходной преобразователи, может быть планарным, изготавливаемым методом фотолитографии одновременно с преобразователями. В этом случае такой генератор представляет собой интегральное акустоэлектронное устройство.

К настоящему времени не созданы акустоэлектронные усилители, удовлетворяющие всем требованиям, необходимым для практических применений. Тем не менее имеются предпосылки, позволяющие надеяться на создание таких акустоэлектронных усилителей. Действительно, для снижения напряжения питания монолитных акустоэлектронных усилителей можно применить

секционирование полупроводниковой пленки, как это делалось для усилителей с воздушным зазором. Снизить джоулевые потери, т. е. повысить КПД усилителя можно путем повышения эффективности акустоэлектронного взаимодействия в слоистой структуре за счет увеличения диэлектрической проницаемости подслоя между пьезоэлектриком и полупроводниковой пленкой [12]. Главным же резервом улучшения параметров усилителей является совершенствование технологии изготовления существующих слоистых структур (отметим, что дрейфовая подвижность в отдельных образцах изготовленных в ИРЭ тонких пленок InSb на LiNbO_3 иногда превышала $2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$) и поиск новых высокоэффективных материалов.

Таким образом, по нашему мнению, акустоэлектронные усилители, пригодные для практических применений, несомненно могут быть созданы в будущем, когда их отсутствие станет тормозом на пути совершенствования акустоэлектронных устройств для обработки информации.

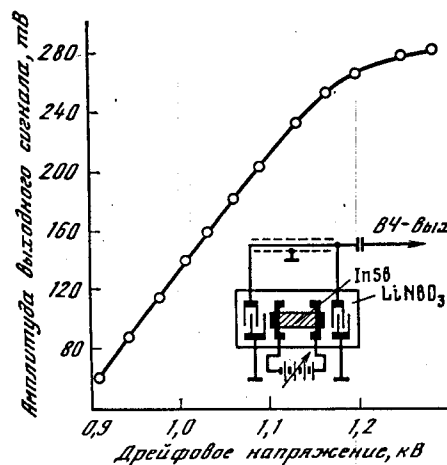


Рис. 3

3. Взаимодействие ПАВ с электронным пучком в вакууме

Большой класс акустоэлектронных устройств (например, конвольверы, корреляторы, запоминающие и другие устройства [1, 2]) основан на нелинейном взаимодействии ПАВ с электрическими зарядами в полупроводниках, в частности, на поперечном акустоэлект-

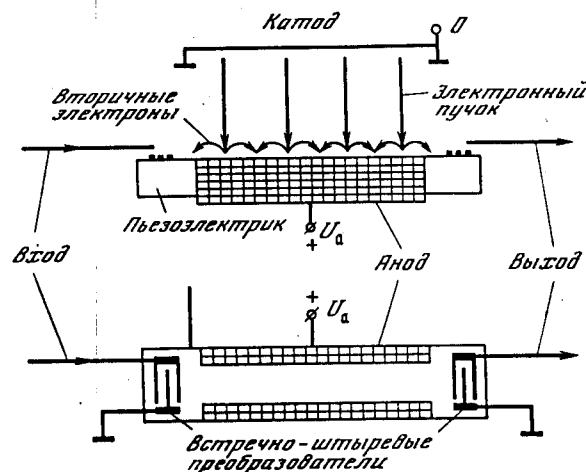


Рис. 4

рическом эффекте, впервые предсказанном и обнаруженным в ИРЭ [13—14]. Однако не все параметры устройств полностью удовлетворяют требованиям при их широком использовании для обработки сигналов. В первую очередь желательно было бы увеличить эффективность этих устройств, определяющую их динамический диапазон.

ПАВ могут взаимодействовать с носителями заряда не только в полупроводниках, но и с электрическими зарядами в вакууме [15]. В последнее время большое развитие получили исследования явления взаимодействия ПАВ, распространяющихся в пьезоэлектрических кристаллах, со вторичными электронами, возбужденными вблизи поверхности кристалла электронным пучком [16, 17]. Это явление позволяет создать конвольверы, корреляторы, запоминающие устройства по ряду параметров, в том числе и по эффективности, значительно превосходящие существующие. Рассмотрим механизм этого взаимодействия.

На рис. 4 изображена схема эксперимента по исследованию такого взаимодействия. Пьезоэлектрическая пластина с гребенчатыми электромеханическими преобразователями находится в вакуумированном объеме и расположена на аноде электронной пушки. Рабочая поверхность пьезоэлектрика облучается электронным пучком. Энергия электронов пучка составляет обычно 50—1000 эВ. Под действием электронного пучка из пьезоэлектрика выбиваются вторичные электроны с характерной энергией $E \sim 1 \text{ эВ}$. Под действием анодного напряжения эти вторичные электроны описывают параболические траектории и вновь возвращаются на поверхность пьезоэлектрика, где захватываются существующими ловушками приповерхностного слоя. Часть вторичных электронов будет уходить на ближайший электрод; в результате под действием электронного пучка поверхность пьезоэлектрика за достаточно короткое время зарядится до потенциала анода.

Пусть теперь на поверхности пьезоэлектрика распространяется ПАВ. Электрический потенциал ϕ , обусловленный ПАВ, имеет большую величину не только на поверхности пьезоэлектрика, но и в вакууме вблизи поверхности. Потенциальная энергия электронов в этом пьезоэлектрическом поле может достигать $\sim 10 \text{ эВ}$. Процесс зарядки поверхности пьезоэлектрика под действием электронного пучка в присутствии ПАВ существенно изменится. Первичные электроны пучка, имеющие большую энергию, не будут чувствовать ПАВ. Вторичные электроны под действием пьезопотенциала будут изменять свои траектории и скорости. В результате ток вторичных электронов будет модулироваться переменным потенциалом ПАВ.

При $e\phi \ll E$ модуляция тока пропорциональна $e\phi/E$, т. е. взаимодействие носит линейный характер. Таким образом, благодаря существованию модулированного тока вторичных электронов и захвату этих электронов на приповерхностные ловушки пьезоэлектрика, на поверхности последнего образуется связанный заряд, который изменяется синхронно с изменением тока i , следо-

вательно, соответствует ПАВ. Потенциал этого заряда экранирует пьезоэлектрический потенциал ПАВ, а величина заряда характеризует интенсивность акустоэлектронного взаимодействия.

Если в некоторый момент времени «мгновенно» выключить электронный пучок, то существовавшее к моменту выключения распределение заряда на поверхности кристалла перестанет изменяться, так как не будет больше поступления новых вторичных электронов, а существовавшие — захвачены ловушками. При этом поверхностная плотность заряда в каждой точке пропорциональна (для линейного режима) потенциалу ПАВ в этой точке в момент выключения пучка. Таким образом, рассмотренное явление позволяет осуществлять запоминание сигналов, преобразованных в ПАВ. В экспериментах по запоминанию сигналов в подобных устройствах электронный пучок включается на время, меньшее периода ПАВ. Записанный таким образом сигнал в виде соответствующего распределения плотности заряда на поверхности пьезоэлектрика может храниться чрезвычайно долгое время, вплоть до 500 ч. При этом информация не разрушается при отключении питания.

Для считывания информации нужно опять облучить поверхность пьезоэлектрика электронным пучком в течение короткого промежутка времени (меньше периода записанной ПАВ). При этом, как и в случае запоминающего устройства на диодной матрице, возбуждятся две ПАВ, распространяющиеся во взаимно противоположных направлениях, одна из них будет полностью соответствовать записанной ПАВ, а вторая — даст обращенную во времени записанную ПАВ.

При выполнении условия $e\varphi > E$, а это условие, как говорилось ранее, можно легко выполнить, взаимодействие будет носить нелинейный характер. Таким образом, в рассматриваемой системе, так же как в устройствах с полупроводниковой пластиной или диодной матрицей, можно осуществлять нелинейные функции обработки сигналов, такие как свертка и корреляция. Для этого вблизи поверхности пьезоэлектрика нужно поместить дополнительный электрод-сетку, с которой снимается выходной сигнал. Исследования показали [16], [18], что эффективность таких конъюнкторов и корреляторов более чем в 1000 раз превосходит эффективность аналогичных устройств, выполненных с использованием полупроводниковых пластин и диодных матриц.

Функциональные возможности акустоэлектронных устройств с электронным пучком в вакууме к настоящему времени до конца еще не выяснены. Однако уже сейчас можно сказать, что они более широкие, чем у акустоэлектронных устройств с полупроводником. Современный уровень развития технологии позволяет надеяться, что необходимость создания в таких устройствах вакуумированного объема с электронной пушкой не станет серьезным препятствием на пути практического использования акустоэлектронных устройств с электронным пучком.

Литература

1. ТИИЭР. 1976. Т. 64, № 5. Спец. номер, посвящ. поверхност. акустич. волнам.
2. Гуляев Ю. В. // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1980. С. 297.
3. Гуляев Ю. В., Медведь А. В. // Радиофизика. 1983. Т. 26, № 8. С. 911.
4. Федотов Я. А. // Будущее науки. М.: Знание, 1981. С. 99.
5. Sethares J. C. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 2646.
6. Гуляев Ю. В., Багдасарян А. С., Кмита А. М. // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1980. С. 320.
7. Багдасарян А. С., Кмита А. М., Щукин Ю. М. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 10. С. 2184.
8. Багдасарян А. С., Булюк А. И., Кмита А. М. и др. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 1. С. 184.
9. Гуляев Ю. В., Федорец В. И. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 21. С. 1334.
10. Котелянский И. М., Крикунов А. И., Медведь А. В. и др. // ФТП. 1977. Т. 12, № 7. С. 1267.
11. Gulyaev Y. V., Kotelyansky I. M., Medved A. V. et al. // Electron. Lett. 1981. Vol. 16. P. 114.
12. Котелянский И. М., Крикунов А. И., Медведь А. В. и др. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10, № 6, С. 543.
13. Гуляев Ю. В., Карабанов А. Ю., Кмита А. М. и др. // ФТТ. 1970. Т. 12, № 9. С. 2595.
14. Кмита А. М., Медведь А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14, № 8. С. 455.
15. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // ФТТ. 1965. Т. 7, № 9. С. 2772.
16. Смоленский Г. А., Леманов В. В., Шерман А. Б. // Вестн. АН СССР. 1981. № 9. С. 20.
17. Бернашевский Г. А., Воронин П. С., Гуляев Ю. В. и др. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7, № 13. С. 780.
18. Шерман А. Б., Добровольский А. А., Леманов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 18. С. 1124.

УДК 621.383.3

Эффективные фотоэммитеры с отрицательным электронным средством

Т. М. ЛИФШИЦ, А. Л. МУСАТОВ, В. Л. КОРОТКИХ,
А. Д. КОРИНФСКИЙ, В. М. ТУРЧИНСКИЙ

Со времени открытия явления внешней фотоэлектронной эмиссии (Герц, 1887, Столетов, 1888) и создания первых вакуумных фотоэлементов (Эльстер и Гейтель, 1889) усилия исследователей сосредоточены на решении двух основных задач: повышении чувствительности фотоэммитеров и расширении спектрального диапазона их действия. До недавнего времени эффективные фотокатоды разрабатывались путем чисто эмпирического поиска и можно лишь удивляться поразительным результатам, которые удалось достигнуть создателям современных сложных фотоэмиссионных катодов. Кислородно-серебряно-цезиевый, сурьмяно-цезиевый, многощеле-

лочной фотокатоды и их модификации являются основным элементом современных передающих телевизионных трубок, фотоэлектронных умножителей, электронно-оптических преобразователей и многих других приборов, обеспечивая им чувствительность, широкополосность и другие характеристики, пока недоступные их твердотельным аналогам.

Из-за отсутствия достаточно глубоко разработанных принципов создания эффективных фотоэммитеров появление нового фотокатода с лучшими характеристиками было крупным и редким событием, скорее удачей опытного исследователя, чем закономерным результатом развития научных идей.

Так было до начала 60-х годов, когда развитие физики полупроводников стало приносить свои плоды и в эмиссионной фотоэлектронике. К этому времени физика полупроводников располагала уже достаточной информацией о процессах диффузии и дрейфа, и механизмах рассеяния энергии носителями заряда в полупроводниках, чтобы на строго научной основе создавать новые фотоэммитеры с высоким квантовым выходом. Исследования фотоэлектронной эмиссии из германия, кремния и арсенида галлия (Шир и ван Лаар, Гобели и Аллен, Борзьяк, Арсеньева-Гейль и др., 1958—1964) показали, что нанесением на поверхность полупроводника слоев цезия или окиси бария можно существенно снизить электронное средство и работу выхода полупроводника и соответственно сдвинуть в длинноволновую область спектра границу фоточувствительности материала. При этом квантовый выход в коротковолновой области спектра может быть большим ($0,1 \div 0,2$ электрона/фотон), если электроны, возбужденные светом до энергий, при которых они могут преодолеть потенциальный барьер у поверхности эмиттера и выйти в вакуум, не теряют энергию катастрофически большими порциями (порядка ширины запрещенной зоны полупроводника E_g) на ударную ионизацию. Условием этого является обеспечение малой величины электронного средства относительно ширины запрещенной зоны ($\chi < E_g$).

Было также показано, что квантовый выход фотоэмиссии из полупроводников зависит от характера и степени его легирования примесями и возрастает при переходе от полупроводника n -типа к сильно легированному полупроводнику p -типа. Этот результат обусловлен ускоряющим действием на электроны, движущиеся к поверхности, внутреннего приповерхностного электрического поля в материалах p -типа. При этом квантовый выход фотоэмиссии из полупроводников оказывался высоким ($\sim 0,1$ электрона/фотон) только для фотонов больших энергий и резко падал по мере уменьшения энергии фотонов и приближения к длинноволновому порогу фотоэмиссии. Малая величина квантового выхода фотоэмиссии из полупроводников вблизи длинноволновой границы обусловлена сильным рассеянием энергии фотоэлектронами на оптических фотонах. Для получения высокого квантового выхода фотоэмиссии во всей области спектра необходимо обеспечить возможность выхода в вакуум не только горячих, но и термализованных фото-

электронов. Это означает, что электронное средство должно быть снижено настолько, чтобы уровень вакуума оказался на одном уровне с дном зоны проводимости или ниже ее, т. е. чтобы электронное средство было нулевым или отрицательным. Решающий шаг в этом направлении был сделан Широм и ван Лааром [1], которые в 1965 г. создали первый фотокатод с отрицательным электронным средством (ОЭС), обладающий высоким квантовым выходом во всей области спектра вплоть до $\sim 0,9$ мкм.

Дальнейшие исследования в этом направлении привели к созданию нового класса эффективных фотоэммитеров — фотоэммитеров с отрицательным электронным средством (ОЭС), которые обладают рекордной чувствительностью в области спектра вплоть до длин волн 1,1 мкм [2]. В настоящей статье будет рассмотрено современное состояние разработок и исследований фотоэммитеров с ОЭС.

1. Отрицательное электронное средство поверхности полупроводника

На поверхности фотоэммитера, как и любого другого тела, существует потенциальный барьер, который препятствует выходу в вакуум электронов. На рис. 1, а приведена энергетическая схема полупроводника p -типа, отражающая характерные черты энергетической структуры широко используемых эффективных фотоэммитеров. Здесь χ — электронное средство, E_c , E_v — энергетическое положение дна зоны проводимости и вершины валентной зоны соответственно, E_F — уровень Ферми (в сильно легированных полупроводниках p -типа $E_F \approx E_v$), ϕ — работа выхода электрона из тела в вакуум. Изгиб зон вблизи поверхности полупроводника отражает наличие в нем внутреннего приповерхностного электрического поля из-за закрепления уровня Ферми поверхностными состояниями. Выйти в вакуум могут только «горячие» электроны, т. е. те электроны, которые подойдя к поверхности сохранили энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера χ . Длина свободного пробега горячих электронов в полупроводниках мала и обычно не превышает 100 Å. Поэтому выйти в вакуум смогут только фотоэлектроны, возбужденные светом в приповерхностной области полупроводника на глубине порядка 100 Å. В то же время, глубина поглощения света в полупроводниках во много раз больше 100 Å и приближается к этой величине только в ультрафиолете. В результате квантовый выход резко падает с увеличением длины волны и лишь вдали от порога фотоэмиссии достигает больших значений (рис. 1, в, кривая 1).

Ситуация коренным образом изменится, если найти способ уменьшить величину электронного средства настолько, чтобы уровень вакуума оказался ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Соответствующая энергетическая схема приведена на рис. 1, б. Теперь для электронов в зоне проводимости потенциальный барьер отсутствует и выйти в вакуум могут не только горячие, но и термализованные электроны. Глубина выхода тер-

мализованных электронов равна диффузионной длине основных носителей заряда, которая составляет для полупроводников величину порядка микрона или более и превышает глубину поглощения света даже вблизи от края фундаментального поглощения. Поэтому и те электроны, которые генерируются светом в глубине полупроводника, диффундируя к поверхности и затем ускоряясь внутренним приповерхностным электрическим полем, могут выйти в вакуум. В результате высокий квантовый выход реализуется практически во всей области fotocувствительности эмиттеров, спектральная характеристика оказывается почти горизонтальной на всем своем протяжении (рис. 1, а, кривая 2) и это приводит к большому выигрышу в длинноволновой чувствительности по сравнению с обычными фотокатодами. При этом длинноволновая граница совпадает с краем фундаментального оптического поглощения и соответствует ширине запрещенной зоны полупроводника. В фотоэмиттере с энергетической структурой, изображенной на рис. 1, б, уровень вакуума (т. е. потенциальная энергия электрона в вакууме) оказывается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Таким образом, можно говорить об отрицательном электронном средстве (ОЭС). Подчеркнем, что в действительности, как это показано на рис. 1, б, на поверхности полупроводника электронное средство положительное. Поэтому правильнее говорить, что в данном случае реализуется эффективное отрицательное электронное средство $\chi_{\text{эфф}}$, отмечая этим некоторую условность такого определения. В дальнейшем слово «эффективное» для краткости мы часто будем опускать.

Наличие вблизи поверхности фотокатодов с ОЭС области изгиба зон приводит к ряду особенностей их работы, которые следует рассмотреть подробнее. Во-первых, условие ОЭС может быть реализовано только на полупроводниках *p*-типа, где зоны изогнуты вниз. В полупроводниках *n*-типа энергетические зоны вблизи поверхности изогнуты вверх, что отражает наличие внутреннего электрического поля, тормозящего электроны, иными словами, возникновение дополнительного потенциального барьера, который препятствует выходу в вакуум термализованных электронов. Во-вторых, «разогрев» фотоэлектронов в сильном внутреннем приповерхностном поле обеспечивает выход их в вакуум, если они при прохождении области изгиба зон не растратят энергию и не опустятся ниже уровня вакуума. Для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега горячих электронов была больше, чем ширина области изгиба зон *d*. Последняя же определяется концентрацией понизованных примесей N_i :

$$d = \left(\frac{\varepsilon V_b}{2\pi e N_i} \right)^{1/2} \quad (1)$$

(здесь ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, V_b — величина изгиба зон, e — заряд электрона). Отсюда возникает требование сильного легирования полупроводника. Правда, увеличение степени легирования приводит к уменьшению диффузи-

онной длины основных носителей заряда и в силу этого может вызвать падение квантового выхода фотоэмиссии. Оптимальная концентрация примеси в полупроводнике определяется компромиссом между этими двумя требованиями и обычно для кремния и арсенида галлия составляет $N_i \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, для создания эффективного фотоэмиттера с ОЭС необходимо использовать полупроводник *p*-типа с достаточным уровнем легирования и снизить его работу выхода так, чтобы уровень вакуума оказался ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Важно подчеркнуть, что таким образом можно не только резко повысить квантовый выход фотоэмиссии по сравнению с обычными фотоэмиттерами, но и существенно продвинуть ее красную границу в длинноволновую область спектра. Поскольку работу выхода полупроводников используемыми сейчас методами можно снизить до величины $\phi = 1,0 \text{ эВ}$, можно рассчитывать на создание эффективных фотоэмиттеров с длинноволновой границей чувствительности вплоть до $\lambda \approx 1,2 \text{ мкм}$.

Первый эффективный ОЭС-фотоэмиттер был создан Широм и ван Лааром [1] на сильнолегированном арсениде галлия *p*-типа ($N_i = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), сколотом в сверхвысоком вакууме и покрытом для снижения работы выхода монослойным слоем цезия. Длинноволновая граница fotocувствительности такого эмиттера была равна 0,9 мкм, что по энергии фотонов соответствует ши-

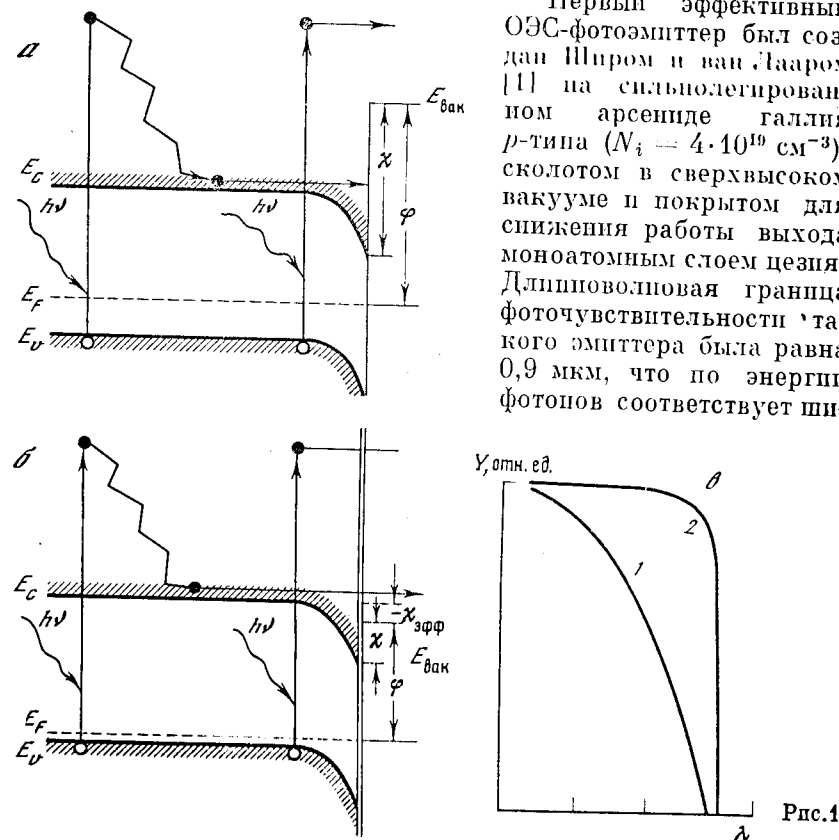


Рис.1

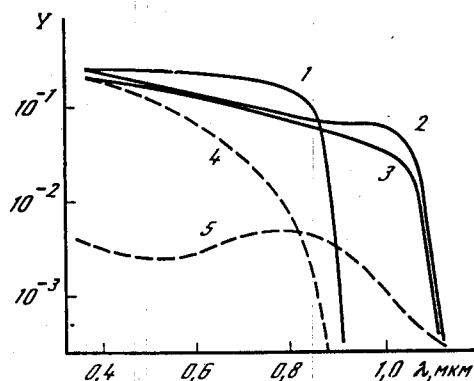


Рис. 2. Спектральные характеристики ОЭС-фотокатодов и фотокатодов обычного типа: 1 — GaAs [3, 4], 2 — InGaAsP [6], 3 — GaInAs [5], 4 — CsNa₂K Sb [7], 5 — Ag—O—Cs [7]

рине запрещенной зоны арсенида галлия. Интегральная чувствительность составляла 500 мкА/лм, т. е. примерно вдвое выше, чем у лучшего традиционного многощелочного фотоэммитера. Дальнейшее развитие ОЭС-фотоэммитеров связано с двумя существенными усовершенствованиями технологии их изготовления. Во-первых, была продемонстрирована возможность более сильного снижения работы выхода полупроводника адсорбцией цезия и кислорода на их поверхности, что указало путь создания ОЭС-фотоэммитеров, чувствительных в более длинноволновой области спектра. Во-вторых, было показано, что для реализации условия ОЭС необязательно использовать поверхность скола в сверхвысоком вакууме. Можно реализовать ОЭС на обычным образом приготовленной поверхности полупроводника, с дополнительной ее очисткой прогревом в сверхвысоком вакууме. Этот результат открыл возможность создания ОЭС-фотоэммитеров на основе высококачественных полупроводниковых эпитаксиальных слоев с большой длиной диффузии неосновных носителей. В результате усилиями исследователей во многих лабораториях мира [2—6] был разработан ряд фотоэммитеров, обладающих рекордными параметрами. Спектральные характеристики таких фотоэммитеров приведены на рис. 2 вместе с характеристиками лучших обычных фотоэммитеров — многощелочного (CsNa₂K Sb) и Ag—O—Cs [7]. Видно, что GaAs ОЭС-фотоэммитер обладает наивысшей чувствительностью в области спектра вплоть до 0,9 мкм. При этом его интегральная чувствительность достигает 3200 мкА/лм [52], что в 8 раз выше, чем интегральная чувствительность многощелочного фотоэммитера. В области спектра 0,9—1,1 мкм до создания ОЭС существовал только один фотокатод — Ag—O—Cs. Величина его квантового выхода в этой области спектра не превышает нескольких десятых процента. На основе полупроводниковых твердых растворов GaInAs и InGaAsP с шириной запрещенной зоны $E_g = 1,17$ эВ в настоящее время созданы ОЭС-фотоэммитеры, обладающие высокой чувствительностью вплоть до $\lambda = 1,1$ мкм. Их квантовый выход на длине волны излучения неодимового лазера ($\lambda =$

$= 1,06$ мкм) достигает, соответственно, 3 и 9%, а это в десятки раз больше, чем у Ag—O—Cs.

Приведенные результаты показывают, что за сравнительно короткий срок новые ОЭС-фотоэммитеры по важнейшим параметрам уже превзошли своих предшественников — традиционные фотокатоды, создававшиеся многими десятилетиями. Однако широкое практическое использование ОЭС-фотоэммитеров остается еще делом будущего и пока подавляющая часть вакуумных фотоэлектронных приборов базируется на фотоэммитерах обычного типа. Это связано, во-первых, с большей сложностью и недостаточной отработанностью технологии новых эмиттеров, а во-вторых, с тем, что многие вопросы физики и технологии, определяющие физическую структуру фотокатода, а также стабильность и воспроизводимость параметров этих эмиттеров, остаются неясными или установленными не до конца. Ниже мы изложим некоторые из этих проблем. Основное внимание уделено исследованиям, выполненным в последние годы, большой вклад в которые был внесен учеными Института радиотехники и электроники АН СССР совместно с сотрудниками ряда отраслевых и промышленных организаций.

2. Влияние термической очистки поверхности полупроводникового эпитаксиального слоя на ее состав

Мы уже упоминали, что переход к использованию эпитаксиальных слоев для ОЭС-фотоэммитеров, сделавший реальным их практическое применение, стал возможным после того, как была доказана возможность термической очистки поверхности этих слоев перед активацией.

Требования к чистоте поверхности для ОЭС-фотоэммитеров весьма высоки. Достаточно указать, что даже несколько десятых долей монослоя углерода на поверхности GaAs достаточно для существенного снижения чувствительности ОЭС-фотоэммитера, а полный монослой углерода сводит чувствительность к нулю [8]. Но как раз углерод является наиболее трудно удалимой примесью, и для того, чтобы получить свободную от него поверхность, необходимо (не говоря о других мерах) прогреть слой в сверхвысоком вакууме при температуре, близкой к температуре разложения самого полупроводника. Задача эта непростая, особенно для твердых растворов GaInAs и InGaAsP, у которых пониженная по сравнению с GaAs термическая устойчивость. Технология фотоэммитеров на основе этих слоев требует высокой точности в соблюдении температурного и временного режимов, а также контроля результатов по Оже-спектрам.

На рис. 3 приведен Оже-спектр поверхности GaInAs слоя (спектр 1) после термической очистки при $T = 600^\circ \text{C}$ в течение 5 мин [9]. Видно, что после такой обработки количество углерода на поверхности не превышает 5% монослоя. Для слоя InGaAsP прогрева в течение 5 мин при $T = 470^\circ \text{C}$ достаточно для практи-

чески полного удаления с поверхности всех примесей, включая углерод (рис. 4) [10]. Интересно, что сам процесс измерения Оже-спектров, в ходе которого поверхность облучается пучком электронов, влияет на ход термической очистки. Если взять два идентичных образца InGaAsP , на одном из них измерить Оже-спектр, а затем оба образца подвергнуть термической обработке, после чего вновь измерить Оже-спектры уже на обоих образцах, то оказывается, что на предварительно измеренном образце количество углерода на поверхности почти не изменяется, в то время как на поверхности другого образца, не подвергавшегося до очистки облучению электронами, углерод не обнаруживается. Эффект «закрепления» углерода на поверхности слоев при бомбардировке их электронным пучком связан, по-видимому, с разрушением молекул окиси углерода и углеводородов (которые легко испаряются при термообработке) и с образованием атомарного углерода, сильно связанного с поверхностью [11]. Этот результат, в частности, указывает на необходимость тщательно предохранять поверхность слоев от загрязнения атомарным углеродом, в особенности при отжиге исследовательской камеры, если в ней находится образец.

Другой эффект, возникающий при термической обработке слоев, состоит в изменении соотношения компонент в приповерхностной области твердого раствора, составляющего слой [9, 10]. Этот эффект для эпитаксиальных слоев $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ иллюстрируется Оже-спектрами, приведенными на рис. 3¹. Объемная атомная концентрация индия в слое $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ при $x = 0,18$ равна 9% (величина x указывает долю индия в составе элементов III группы, входящих в твердый раствор). В то же время! концентрация индия на поверхности слоя после термической очистки составляет 2% (рис. 3, спектр 1). Таким образом, очистка поверхности слоя прогревом при $T = 600^\circ\text{C}$ приводит к обеднению поверхности индием примерно в 4,5 раза. Глубина области обеднения определена методом ионного травления. Она оказалась равной $\sim 60 \text{ \AA}$ [9]. Далее этот же слой подвергался двухстадийной активации [11], промежуточными этапами которой являются обработка слоя цезием и кислородом и прогрев при $T = 500^\circ\text{C}$. Оже-спектр 2 рис. 3 показывает, что такой прогрев при наличии на поверхности цезия и кислорода увеличивает вдвое (до 4%) концентрацию индия. В последних экспериментах нам удалось довести концентрацию индия в приповерхностной области слоя до 7%. Поверхность обогащается индием за счет диффузии его из объема, а испарение его в вакуум затруднено слоем $\text{Cs} - \text{O}$. Таким образом, оказывается, что при термической очистке происходит частичное разложение приповерхностного слоя твердого раствора GaInAs с испарением индия и что этот процесс заметно замедляется при нанесении на слой активирующего покрытия

¹ На рис. 3 приведены панорамные Оже-спектры. Для количественного анализа каждый пик снимался при медленной развертке, обеспечивающей отношение сигнал/шум не менее 20.

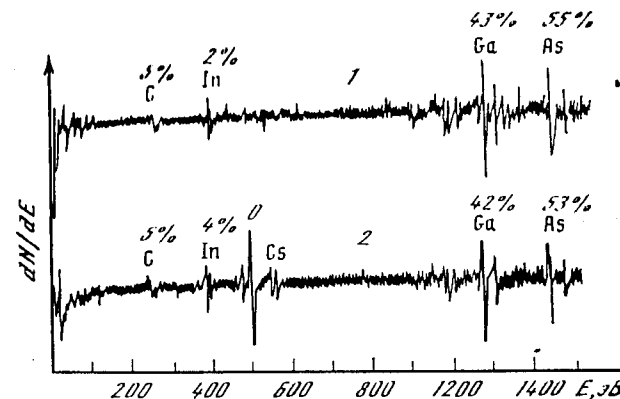


Рис. 3. Оже-спектры поверхности эпитаксиального слоя GaInAs

1 — образец очищен прогревом при $T = 600^\circ\text{C}$; 2 — образец после очистки активирован цезием и кислородом и вновь прогрет при $T = 500^\circ\text{C}$

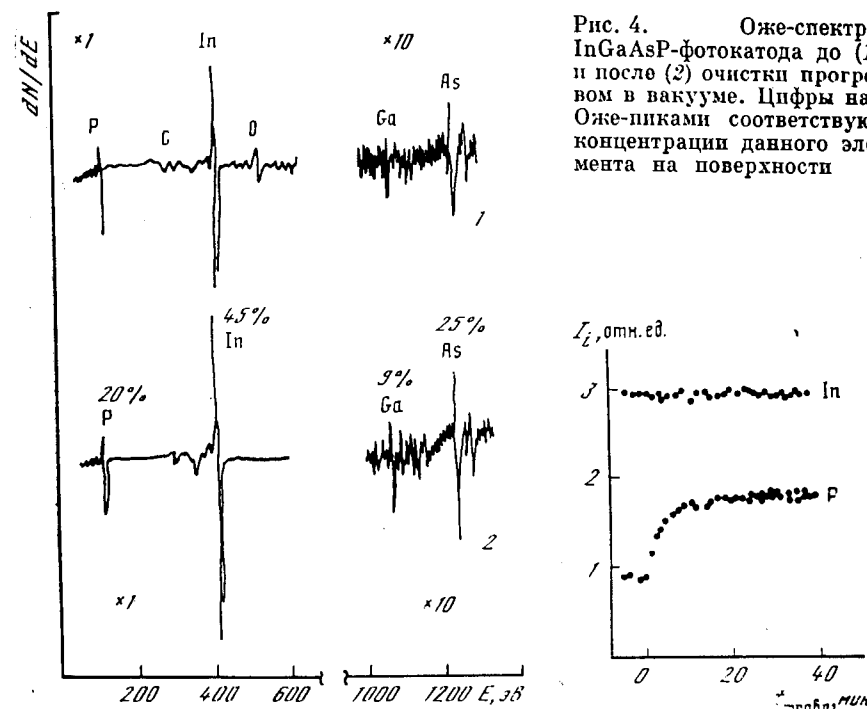


Рис. 4. Оже-спектры InGaAsP -фотокатода до (1) и после (2) очистки прогревом в вакууме. Цифры над Оже-пиками соответствуют концентрации данного элемента на поверхности

Рис. 5. Изменение амплитуды Оже-пиков In и P на поверхности InGaAsP фотокатодов в ходе ионного травления

из цезия и кислорода, которое само по себе считалось наименее устойчивым к прогреву. Уменьшение концентрации индия у поверхности слоя нежелательно, так как приводит к уменьшению чувствительности фотоэмиттера. Разница в чувствительности слоев с поверхностной концентрацией индия 2 и 4% составляет 30—50%. При термической очистке полупроводниковых эпитаксиальных слоев InGaAsP ($T = 470^\circ\text{C}$) также происходит изменение состава приповерхностной области слоя [10]. В этом случае поверхность обедняется фосфором. Как видно из спектра 2 рис. 4, концентрация фосфора на поверхности слоя после прогрева составляет 20%, что почти вдвое меньше объемной концентрации (37%). Глубина области обеднения в этом случае составляет $\sim 100 \text{ \AA}$. На рис. 5 приведены зависимости амплитуд Оже-пиков индия и фосфора от времени травления образца ионами аргона при величине ионного тока $I = 9 \text{ мкА/см}^2$. Если считать скорость травления в этих экспериментах постоянной, то они отражают профиль распределения названных элементов по толщине слоя.

Механизм влияния состава поверхности на эффективность ОЭС-фотокатодов до конца неясен, но основная причина состоит, по-видимому, в образовании в приповерхностной области большого числа дефектов, увеличивающих рассеяние фотоэлектронов. На поверхности слоя образуется полупроводниковый твердый раствор другого состава, с другой постоянной решетки. В случае GaInAs изменение постоянной решетки из глубины слоя к поверхности составляет $0,06 \text{ \AA}$, что соответствует градиенту постоянной решетки $10 \text{ \AA/мкм}$. Такой градиент должен привести к образованию большого количества дефектов. Увеличение поверхностной концентрации индия (см. рис. 3) приводит к уменьшению концентрации дефектов и тем самым увеличивает квантовый выход фотоэмиссии.

В заключение этого раздела отметим, что атомно чистая поверхность полупроводника может быть получена также посредством бомбардировки слоя пучком ионов аргона с энергией несколько сот электрон-вольт и ее отжигом при повышенной температуре для устранения дефектов. Однако в случае фотоэмиттеров с ОЭС этот метод практически не используется. Чувствительности GaAs -фотоэмиттеров, изготовленных методом ионной очистки [12], ниже, чем при термической очистке, а фотоэмиттеры на основе твердых растворов GaInAs и InGaAsP вообще не могут быть изготовлены этим методом. По-видимому, пучок быстрых ионов аргона вносит слишком много дефектов в приповерхностную область полупроводника, которые далеко не полностью исчезают при отжиге и препятствуют выходу фотоэлектронов в вакуум.

3. Механизм выхода фотоэлектронов в вакуум

Первые результаты исследования ОЭС-фотоэмиттеров [1] укладывались в простейшую модель, описанную выше. Но дальнейшие исследования выявили ряд факторов, которые потребовали раз-

вития и уточнения этой модели. Было обнаружено, что высокий квантовый выход вблизи порога фотоэмиссии (20—30%) удается получить только в фотокатодах с достаточно большой шириной запрещенной зоны ($E_g > 1,3 \text{ эВ}$), например, в GaAs -фотокатодах. В фотоэмиттерах на основе полупроводниковых твердых растворов GaInAs , InAsP , InGaAsP с шириной запрещенной зоны $E_g < 1,1 - 1,15 \text{ эВ}$ квантовый выход оказывается значительно меньшим и не превышает нескольких процентов, хотя условие ОЭС для данных фотокатодов также реализуется ($\phi \approx 1 \text{ эВ}$) [2]. Для объяснения этих фактов в ряде работ было высказано предположение, что на поверхности фотокатодов с ОЭС существует промежуточный потенциальный барьер высотой $\phi_b = 1,2 - 1,25 \text{ эВ}$. Если ширина запрещенной зоны E_g больше, чем высота этого барьера, как в случае GaAs -фотокатодов, фотоэлектроны выходят в вакуум над барьером и последний не оказывает заметного влияния на эффективность фотоэмиссии. В случае фотокатодов на основе узкозонных полупроводников ситуация совершенно иная. Если $E_g < \phi_b$, то энергия эмиттируемых фотоэлектронов оказывается меньше высоты барьера, который препятствует их выходу в вакуум и резко ограничивает величину квантового выхода фотоэмиссии. В разных работах предлагались различные модели промежуточного барьера [2, 5, 13], причем в ряде работ предполагается, что барьер полупрозрачен для электронов [5, 13]. Общей для всех этих моделей является идея, что в фотокатодах с ОЭС на основе узкозонных полупроводников эмиссия в вакуум ограничивается не только величиной работы выхода, но и промежуточным барьером.

Для проверки этих представлений нами были проведены исследования зависимости квантового выхода фотоэмиссии от величины эффективного электронного сродства для фотокатодов с разной шириной запрещенной зоны. Сравнивать фотоэмиттеры с ОЭС, обладающие различными объемными свойствами (ширина запрещенной зоны E_g , диффузионная длина L и др.), удобно, вводя величину B — вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум, т. е. вероятность прохождения электрона через область изгиба зон и выхода в вакуум. Из простой теории [2] следует, что если α и R — коэффициенты поглощения света и отражения его от поверхности, L — диффузионная длина, то квантовый выход

$$Y = \frac{(1 - R) B}{1 + 1/\alpha L}. \quad (2)$$

На рис. 6 приведены результаты исследования зависимости вероятности выхода фотоэлектронов B из Γ -минимума зоны проводимости для фотоэмиттеров с ОЭС, на основе GaAs и $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ ($x = 0,1$ и $x = 0,18$, $N_A \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [14]. Ширина запрещенной зоны этих фотокатодов равна 1,43; 1,28 и 1,17 эВ соответственно. Как видно из рисунка, зависимость B ($\chi_{\text{эфф}}$) оказалась универсальной для ОЭС-фотоэмиттеров раз-

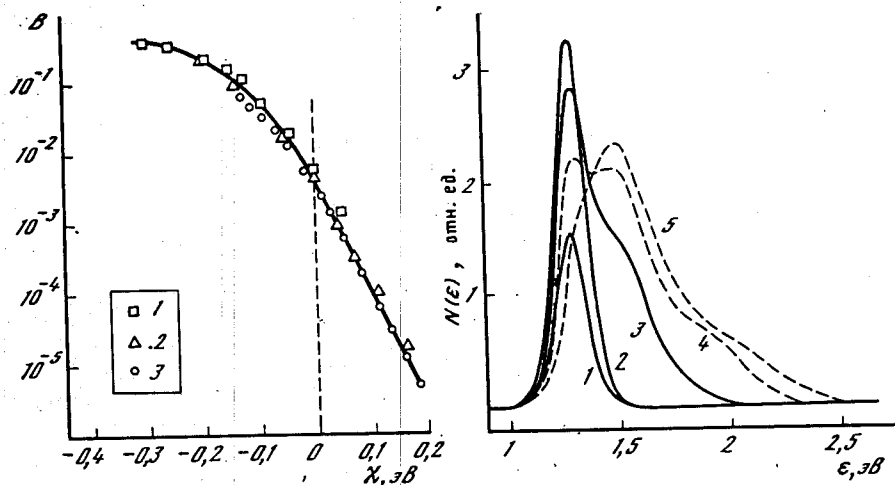


Рис. 6. Зависимость вероятности выхода фотоэлектронов B от электронного сродства для GaAs и GaInAs фотокатодов
1 — GaAs; 2 — $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As}$; 3 — $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$

Рис. 7. Спектры фотоэлектронов, эмиттированных фотокатодом с ОЭС. Спектры нормированы на число падающих фотонов

1 — $h\nu = 1,38$ эВ; 2 — $h\nu = 1,48$ эВ; 3 — $h\nu = 2,22$ эВ; 4 — $h\nu = 2,59$ эВ; 5 — $h\nu = 3,1$ эВ

ного состава, т. е. с различной шириной запрещенной зоны. Этот экспериментальный результат противоречит модели промежуточного барьера. Действительно, согласно этой модели зависимость B ($\chi_{\text{эф}}$) должна быть совершенно различной для фотокатодов с малой шириной запрещенной зоны ($E_g < \phi_b$), когда фотоэмиссия ограничивается высотой барьера, и фотокатодов с большой величиной E_g , когда промежуточный барьер не влияет на фотоэмиссию.

Из рис. 6 также видно, что при $\chi_{\text{эф}} = 0$ вероятность выхода очень мала ($B \leq 1\%$). Она возрастает до 10% и более только при значительном снижении уровня вакуума относительно дна зоны проводимости в объеме ($E_g - \phi = |\chi_{\text{эф}}| \geq 0,2$ эВ). Таким образом, для достижения высокого квантового выхода (20–30%) недостаточно реализовать условия нулевого или небольшого отрицательного эффективного электронного сродства. Необходимо, чтобы величина $\chi_{\text{эф}}$ была достаточно большой ($|\chi_{\text{эф}}| \cong 0,2 - 0,3$ эВ). Причина такого поведения ОЭС-фотоэмиттеров стала ясной после исследования энергетических спектров фотоэлектронов для этих фотоэмиттеров. Энергетические спектры фотоэлектронов для GaAs-фотокатодов с ОЭС ($N_i \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) приведены на рис. 7 [15]. При малых энергиях фотонов в этих спектрах проявляется один пик, соответствующий эмиссии из Г-минимума зоны проводимости. Вершина пика в отсутствие потерь энергии электронами в области изгиба зон должна была бы совпасть с дном зоны проводимости ($E_g = 1,43$ эВ для GaAs)

(см. рис. 1, б). Фактически же вершина пика энергетического распределения лежит при энергии $\epsilon_1 = 1,3$ эВ относительно верха валентной зоны, т. е. сдвинута в область меньших энергий на величину $\Delta E_g = 0,13$ эВ. Этот сдвиг на фотоэлектронном спектре не связан с уменьшением ширины запрещенной зоны из-за сильного легирования используемого полупроводника. Исследования катодолуминесценции на аналогичных материалах (GaAs, $N_i \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) показали, что энергия термализованных электронов в зоне проводимости относительно верха валентной зоны составляет 1,42 эВ [16].

При увеличении энергии фотонов на спектре постепенно начинает проявляться второй пик, соответствующий выходу фотоэлектронов из L минимума зоны проводимости GaAs. Вершина этого пика лежит при энергии $\epsilon_2 = 1,5$ эВ относительно верха валентной зоны, т. е. также сдвинута относительно известного положения дна L минимума в объеме полупроводника $E_L = 1,74$ эВ в сторону меньших энергий и этот сдвиг составляет $\Delta E_L = 0,24$ эВ. Сдвиги ΔE_g и ΔE_L соответствуют средней потере энергии эмиттированными электронами при прохождении области изгиба зон. Потери энергии горячими электронами в L -минимуме зоны проводимости связаны с рассеянием на междолинных оптических фононах ($\hbar\omega_0 \approx 0,03$ эВ). Длина свободного пробега электронов в этом случае составляет ≈ 40 Å [15], т. е. меньше ширины области изгиба зон, так что уже при однократном прохождении области изгиба зон фотоэлектроны теряют заметную долю своей энергии.

Иная ситуация имеет место при прохождении области изгиба зон фотоэлектронами, находящимися в Г-минимуме зоны проводимости. Основным механизмом рассеяния горячих электронов в Г-минимуме GaAs при умеренном уровне легирования ($p \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) является взаимодействие с полярными оптическими фононами. Согласно [17–19] время релаксации энергии электронов при взаимодействии с оптическими фононами в Г-минимуме GaAs $\tau_{p0} \cong 1 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, что соответствует длине рассеяния энергии $l_{p0} \approx 1000$ Å. В ряде работ отмечается, что в более сильно легированном GaAs ($p \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) возможно появление дополнительных механизмов потерь энергии горячими электронами на плазмонах [20] и тяжелых дырках [21], что должно привести к уменьшению длины рассеяния энергии l_e .

Фотокатоды на основе GaAs, спектры которых приведены на рис. 7, имели концентрацию дырок $p \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Величина l_e для GaAs с таким уровнем легирования в настоящее время точно неизвестна, однако, согласно нашим оценкам и данным работы [19], $l_e \approx 200 - 300$ Å, т. е. существенно больше ширины области изгиба зон ($d = 120$ Å при $p = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В таком случае потери энергии при однократном прохождении области изгиба зон невелики и не могут вызвать наблюдающегося сдвига максимума на фотоэлектронном спектре. Очевидно, его следует

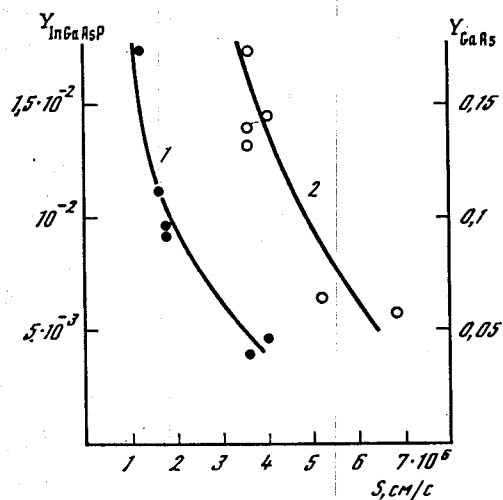


Рис. 8. Зависимость квантового выхода фотоэмиссии ОЭС-фотокатодов от скорости поверхностной рекомбинации для InGaAsP- ($\lambda = 1,0$ мкм) (1) и GaAs- ($\lambda = 0,8$ мкм) (2) фотокатодов

ную часть своей энергии. Для того, чтобы фотоэлектроны после рассеяния могли выйти в вакуум, необходимо, чтобы они имели достаточно большой запас энергии. Это условие выполняется только при большой величине отрицательного электронного сродства ($|\chi| > 0,2$ эВ).

Сильное отражение электронов от границы в случае ОЭС-фотокатодов приводит к двум интересным особенностям механизма их работы. Во-первых, в условиях сильного отражения электронов от границы меняется электронный спектр в области изгиба зон. В грубом приближении поверхность можно рассматривать как идеально отражающую стенку, а область изгиба зон как одномерную потенциальную яму для электронов. В этих условиях оказывается существенным размерное квантование энергетических уровней в области изгиба зон, причем дно поверхностной подзоны может оказаться выше уровня вакуума [25, 26]. Правда, в сильно легированных материалах ширина потенциальной ямы сравнима со средним расстоянием между примесями и поэтому внутренняя стенка ямы шероховата, так что отражение электронов от нее частично диффузное (на это указал нам Р. А. Сурис). Поэтому размерные поверхностные подзоны должны быть размыты, и, возможно, правильнее говорить о существовании в области изгиба зон максимумов плотности состояний. Этот эффект необходимо учитывать при анализе работы ОЭС-фотокатодов.

Вторая особенность механизма выхода электронов из ОЭС-фотокатодов состоит в следующем. Вследствие малой прозрачности границы полупроводник—вакуум большая часть электронов

объяснить многократным прохождением области изгиба зон, полагая, что границе полупроводник—вакуум свойственен большой коэффициент отражения электронов [22—24].

Приведенные экспериментальные результаты приводят, таким образом, к следующему механизму выхода фотоэлектронов в вакуум из ОЭС-фотоэмиттеров. Вследствие сильного отражения от границы, частично диффузного, фотоэлектроны выходят в вакуум лишь после многократного прохождения области изгиба зон, рассеивая при этом значитель-

многократно проходит область изгиба зон и поэтому длительное время находится в приповерхностной области. Это обстоятельство может привести к сильному влиянию поверхностной рекомбинации на эффективность фотоэлектронной эмиссии из ОЭС-фотоэмиттеров. Удобным методом измерения скорости поверхностной рекомбинации является метод катодолуминесценции [27]. Этим методом было исследовано влияние скорости поверхностной рекомбинации на квантовый выход фотоэмиссии ОЭС-фотокатодов [28].

Результаты этих исследований приведены на рис. 8, где представлены зависимости квантового выхода Y от скорости поверхностной рекомбинации для GaAs ($\lambda = 0,8$ мкм) и InGaAsP ($\lambda = 1$ мкм) фотокатодов с ОЭС. Как видно из рисунка, в исследованных образцах имеется четкая корреляция между величиной скорости поверхностной рекомбинации S и квантовым выходом фотоэмиссии. Увеличение скорости поверхностной рекомбинации приводит к падению квантового выхода фотоэмиссии. Из рисунка также видно, что скорости поверхностной рекомбинации на исследованных образцах весьма велики и составляют $(1 \div 7) \cdot 10^6$ см/с, что близко к максимально возможной величине S для данных полупроводников ($S_{\max} = \frac{1}{4} V_T = 1 \cdot 10^7$ см/с, V_T — средняя тепловая скорость электронов). Надо, однако, учитывать, что эта величина относится к носителям, многократно взаимодействующим с поверхностью. Из сказанного следует, что разработка более совершенных эпитаксиальных слоев с низкой величиной скорости поверхностной рекомбинации — это путь повышения эффективности ОЭС-фотоэмиттеров.

4. Свойства активирующего покрытия ОЭС-фотоэмиттеров — слоя Cs—O. Деградация ОЭС-фотоэмиттеров

Наиболее сложный и малоизученный круг вопросов физики ОЭС-фотоэмиттеров относится к свойствам слоя Cs—O на их поверхности. Важность этой проблемы связана с двумя аспектами. Во-первых, именно нанесение слоя Cs—O на поверхность полупроводника обеспечивает снижение его работы выхода и реализацию отрицательного электронного сродства. Как было показано выше, величина работы выхода определяет эффективность ОЭС-фотоэмиттеров. Во-вторых, деградация ОЭС-фотоэмиттеров в процессе их хранения связана с увеличением работы выхода, которое вызывается физико-химическими изменениями в слое Cs—O.

Исследования фотокатодов на основе кремния, проведенные методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и Оже-спектроскопии, позволили создать модель слоя Cs—O на поверхности кремниowego фотоэмиттера с ОЭС [29, 30]. С фотокатодами на основе GaAs и твердых растворов соединений типа A^3B^5 дело обстоит сложнее. Исследования, проведенные Гольдштейном и

Стоккером [11, 12] методом ДМЭ показали, что слой Cs — O на поверхности GaAs-фотоэммитеров является аморфным. При изучении Оже-спектров поверхности фотоэммитеров [12] было обнаружено, что нет корреляции между амплитудой Оже-пиков цезия и кислорода и чувствительностью фотоэммитера. По-видимому, это связано с эффектами взаимного экранирования атомов цезия и кислорода в слое Cs — O на поверхности фотоэммитера, так что амплитуда Оже пиков цезия и кислорода не соответствует концентрации этих атомов в слое. Таким образом, исследования слоев Cs — O на поверхности ОЭС-фотокатодов на основе полупроводников A^3B^5 методами ДМЭ и Оже-спектроскопии дали полезную, но весьма ограниченную информацию. Было отмечено также, что при измерении Оже-спектров пучок быстрых электронов вызывает деградацию ОЭС-фотокатодов, что затрудняет использование этого метода для данных объектов.

Более важная информация о свойствах слоя Cs — O на поверхности ОЭС-фотоэммитеров была получена методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии РФС [31]. Важное преимущество этого метода по сравнению с методом Оже-спектроскопии состоит в том, что он позволяет не только определять состав слоя, но и исследовать химические связи атомов на поверхности полупроводника. При этом пучок рентгеновских лучей практически не влияет на сам слой Cs — O и не изменяет чувствительность ОЭС-фотоэммитера.

Исследования проводились на GaInAs- и InGaAsP-фотокатодах с ОЭС. Для возбуждения фотоэлектронов использовалась $K\alpha$ -линия магния ($h\nu = 1257$ эВ). На фотоэлектронных рентгеновских спектрах были видны пики элементов, входящих в состав полупроводника (In, P и др.), цезия и кислорода. В процессе активации фотокатода цезием и кислородом амплитуда пиков элементов, входящих в состав полупроводника, уменьшалась вследствие экранирующего действия цезия и кислорода, а амплитуда пиков цезия и кислорода росла. При этом энергия связи $4d$ пика Cs не менялась в ходе активации фотокатодов и составляла $E = 76,7$ эВ.

Основная информация была получена в ходе исследования $1s$ -пика кислорода. Соответствующие спектры для InGaAsP- и GaInAs-фотокатодов приведены на рис. 9, а и 9, б. Спектр рис. 9, а измерен на InGaAsP-фотокатоде, активированном Cs и O до максимума фоточувствительности. Как видно из рисунка, спектр состоит из 2-х пиков, относящихся к кислороду и соответствующих энергиям 530,7 и 527,4 эВ. Отсюда можно сделать вывод, что кислород в слое Cs—O находится в двух различных химических состояниях. Энергия левого пика совпадает с энергией $1s$ -пика кислорода, хемisorбированного на полупроводнике (см. рис. 9, в). Коэффициент прилипания невозбужденного кислорода к поверхности полупроводника незначителен ($\approx 10^{-9}$) [32]. Поэтому, чтобы обеспечить хемisorбцию заметного количества кислорода для измерения пика, приведенного на рис. 9, в, нужно либо

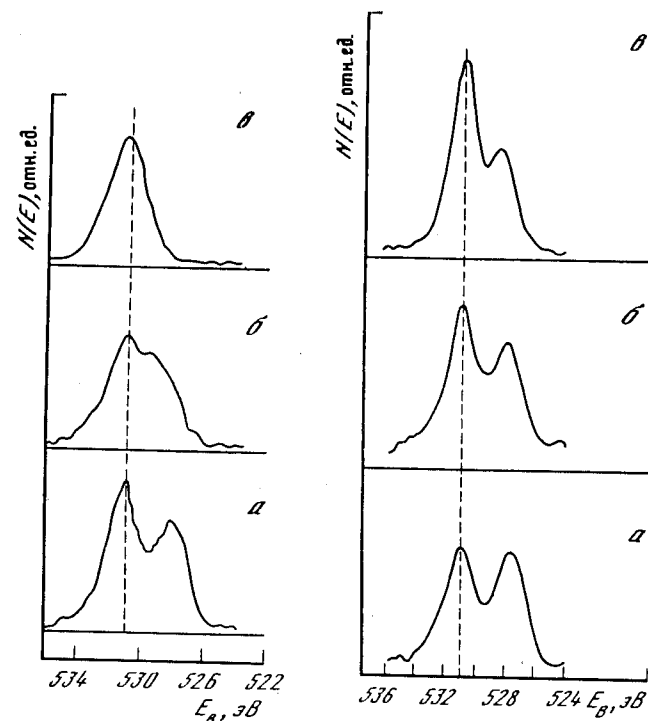


Рис. 9 Фотоэлектронные рентгеновские спектры $1s$ -пика кислорода на поверхности InGaAsP- и GaInAs-фотокатодов

а — InGaAsP-фотокатодов с ОЭС; б — GaInAs-фотокатод с ОЭС; в — эпитаксиальный InGaAsP, на поверхности которого хемisorбирован кислород под действием электронного пучка (E_b — энергии связи)

Рис. 10. Фотоэлектронные рентгеновские спектры InGaAsP-фотокатодов в процессе их деградации

а — сразу после активации; б — через 2 ч после окончания активации (после падения квантового выхода при $\lambda = 1,06$ мкм на 30%); в — через сутки после активации (после падения квантового выхода при $\lambda = 1,06$ мкм в 4 раза)

ввести в камеру большое количество кислорода ($\sim 10^9$ LO₂, как это делал Спейсер [32]), либо, при малом количестве кислорода в камере, облучать поверхность электронами [33]. Мы использовали второй способ. Факт совпадения энергии, соответствующей максимуму пика на рис. 9, в с левым пиком на рис. 9, а означает, что часть кислорода в слое Cs—O связана с подложкой. Пик $1s$ кислорода с энергией связи $E = 527,4$ эВ относится к кислороду, связанному с цезием. Мы делаем этот вывод, исходя из характера изменения амплитуды этого пика в ходе активации фотоэммитера. Согласно [31] высокоэнергетический пик, соответствующий кислороду, находящемуся в химической связи с полупроводником, возникает после адсорбции первой порции кислорода и остается постоянным в течение всей активации.

В то же время низкоэнергетический пик непрерывно возрастает в процессе активации при формировании активирующего покрытия, увеличении концентрации цезия и кислорода и возникновении химической связи Cs—O.

Недавно были опубликованы результаты исследований химического состава слоя Cs—O на серебре методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [34]. В этой работе приведены значения энергии 1s-пика кислорода, соответствующего различным химическим соединениям с цезием. Согласно результатам этого исследования, энергия пика кислорода $E = 527,4$ эВ соответствует образованию соединения Cs₂O.

В GaInAs-фотокатоде с ОЭС спектр 1s-пика кислорода (рис. 9, б) имеет только один максимум с энергией 530,7 эВ. Энергия этого максимума соответствует кислороду, хемisorбированному на полупроводнике, так что и в случае GaInAs-фотокатода часть кислорода в активирующем покрытии на поверхности фотокатода химически связана с поверхностью полупроводника. В то же время в области меньших энергий на спектре имеется плечо, указывающее на присутствие не полностью разрешенного низкоэнергетического пика с энергией связи около 529 эВ. Очевидно, этот пик, так же как и в InGaAsP-фотокатоде, соответствует образованию химической связи кислорода с цезием.

Таким образом, приведенные результаты приводят к выводу, что кислород в активирующем покрытии на поверхности GaInAs- и InGaAsP-фотокатодов с ОЭС находится в двух различных химических состояниях. Часть кислорода связана с поверхностью полупроводника, а часть с цезием. Совсем недавно аналогичный вывод для GaAs-фотокатода с ОЭС был сделан Спайсером и др. [25] на основании исследований, проведенных другим методом — методом фотоэлектронной ультрафиолетовой спектроскопии.

Исследования InGaAsP-фотокатодов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии позволили также получить информацию о процессах, сопровождающих деградацию этих фотокатодов. В ряде работ [14, 35] предполагалось, что деградация ОЭС-фотокатодов связана с десорбцией очень небольшого количества цезия с поверхности фотокатода и повышением вследствие этого работы выхода. Исследования процесса деградации InGaAsP-фотокатода методом фотоэлектронной рентгеновской спектроскопии показали, что деградация фотокатодов сопровождается также резким изменением характера химической связи кислорода на поверхности. Результаты этих исследований приведены на рис. 10, где представлены рентгеновские фотоэлектронные спектры 1s-пика кислорода InGaAsP-фотокатода сразу после окончания активации (а) через 2 ч (б) и через сутки после окончания активации (в). За 2 ч чувствительность InGaAsP-фотокатода уменьшалась на 30%, а за сутки примерно в 4 раза. Как видно из рисунка, деградация фотокатода сопровождается резким уменьшением низкоэнергетического и ростом высокоэнергетического пика. При

этом общая площадь обоих пиков осталась неизменной, иначе говоря, полное количество кислорода в активирующем покрытии на поверхности фотокатода не изменилось. Таким образом, при деградации фотокатода часть кислорода, связанного с цезием, переходит в другое химическое состояние, соответствующее связи кислорода с полупроводником.

Изложенные исследования намечают пути подхода к решению проблемы стабильности и сохраняемости параметров ОЭС-фотоэмиттеров, которая сейчас, после того, как сами по себе эти параметры уже достигли высокого уровня, является важнейшей и определяющей для обеспечения широкого практического использования фотоэмиттеров с отрицательным электронным средством. Мы полагаем, что использование современных методов электронной и фотоэлектронной спектроскопии поверхности [36] решит эту проблему и откроет возможность широкого использования ОЭС-фотоэмиттеров в фотоэлектронных приборах.

5. Фотоэмиттеры

с внешним электрическим смещением

Использование принципа отрицательного электронного средства, как мы видели, позволило резко повысить чувствительность фотокатодов, в особенности вблизи длинноволновой границы. Однако многочисленные попытки использовать этот принцип для решения второй основной проблемы физической фотоэлектроники — существенного сдвига длинноволновой границы фотоэмиссии в инфракрасную область спектра за длину волны 1,1 мкм, успеха не имели. Решающий шаг в решении этой проблемы был сделан на протяжении последнего десятилетия, когда удалось создать полупроводниковые пленочные системы, в которых эффективная фотоэлектронная эмиссия стимулируется внешним электрическим смещением. В таких системах фотоэлектроны возбуждаются светом в полупроводнике, а затем попадают в область сильного электрического поля, создаваемого внешним смещением, разогреваются в нем и приобретают энергию, достаточную для выхода в вакуум через внешний полупрозрачный электрод.

Первые шаги в направлении создания таких фотоэмиттеров были предприняты еще в 60-х годах. Авторы работ [37—40] наблюдали сдвиг длинноволновой границы фотоэмиссии при наложении обратного смещения на кремниевый и германиевый p — n -переходы. В ряде работ исследовалось влияние электрического поля на фотоэлектронную эмиссию из систем металл—диэлектрик—металл [41—42], полупроводник—диэлектрик—металл [43] и из диодов с барьером Шоттки [44—46]. Во всех этих работах была продемонстрирована возможность значительного сдвига длинноволновой границы фотоэмиссии при наложении на эмиттирующую систему внешнего смещения.

На рис. 11 показано воздействие внешнего электрического поля на фотоэмиссию из диода Шоттки p —Si—Au, изготовлен-

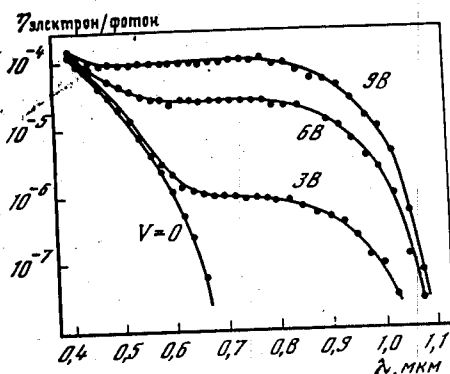


Рис. 11. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из диода Шоттки $p\text{-Si-Au}$ при различных значениях напряжения на диоде ($\Phi_{Au} = 2$ эВ)

ного на сколотой в сверхвысоком вакууме поверхности кремния [46]. Видно, что длинноволновая граница фотоэмиссии из кремния смещается электрическим полем от величины, определяемой

работой выхода пленки золота (покрытой окисью бария) до ширины запрещенной зоны кремния — 1,1 эВ ($\lambda \approx 1,1$ мкм). При этом квантовый выход фотоэмиссии, хотя он и мал, остается практически постоянным во всей спектральной области, где фотоэмиссия стимулируется внешним смещением. Очевидно, для создания эффективного фотоэмиттера, чувствительность которого простирается до длин волн, скажем, 1,5–2 мкм ($h\nu_0 \approx 0,8\text{--}0,6$ эВ), необходимо использовать полупроводник, в котором, во-первых, ширина запрещенной зоны соответствовала бы требуемой граничной длине волны и, во-вторых, разогрев электронов в полупроводнике был бы достаточно эффективным. Такие материалы были созданы в 70-х годах. Это твердые растворы полупроводников A^3B^5 . В полупроводниковых твердых растворах $In_xGa_{1-x}As$ и $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ ширина запрещенной зоны при изменении состава (x, y) изменяется от 1,4 до 0,35 эВ. Длина свободного пробега горячих электронов в них велика (~ 1000 Å). Кроме того, в зоне проводимости этих полупроводников кроме основных имеются вышележащие минимумы с более высокой, чем в основных минимумах, плотностью состояний, в которые могут переходить горячие электроны. Вероятность обратных переходов электронов из верхних в нижний минимум сравнительно мала, так что существование верхних минимумов в зоне проводимости существенно повышает эффективность разогрева фотоэлектронов в электрическом поле.

Исследования фотоэмиссии из диодов Шоттки на основе названных полупроводников привели к созданию фотокатодов, обладающих эффективной фотоэмиссией в инфракрасной области спектра вплоть до 2 мкм [47–50]. Квантовый выход фотоэмиссии этих фотокатодов достигает 1% на длине волны 1,5 мкм [49] и 0,2% на длине волны 1,9 мкм [50].

Более высокий квантовый выход фотоэмиссии был получен в гетеропереходной структуре $InGaAs/InP$, совмещенной с диодом Шоттки [49, 51] (рис. 12). В этой структуре область, где происходит генерация фотоэлектронов и область, из которой электроны эмиттируются в вакуум, пространственно разделены.

Фотоэлектроны создаются светом в слое $InGaAs$ и диффундируют к слою $p\text{-InP}$, который изготавливается по возможности более чистым и поэтому обладает более высоким сопротивлением, чем слой $InGaAs$. При наложении внешнего смещения напряжение падает почти целиком на слой InP . Небольшой барьер, существующий между слоями $InGaAs$ и InP , снимается электрическим полем, фотоэлектроны свободно проходят в слой фосфида индия и ускоряются в нем полем настолько, что свободно преодолевают тонкую пленку серебра и слой $Cs-O$, снижающий ее работу выхода, и выходят в вакуум. На рис. 13 приведена спектральная характеристика фотоэмиттера этого типа. Лучший из достигнутых результатов по квантовому выходу фотоэмиссии для фотокатодов этого типа — $Y_e = 8\%$ на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм [51].

Фотоэмиттеры с внешним смещением на основе полупроводниковых твердых растворов соединений A^3B^5 уже сейчас демонстрируют весьма высокие параметры. В этом проявляются замеча-

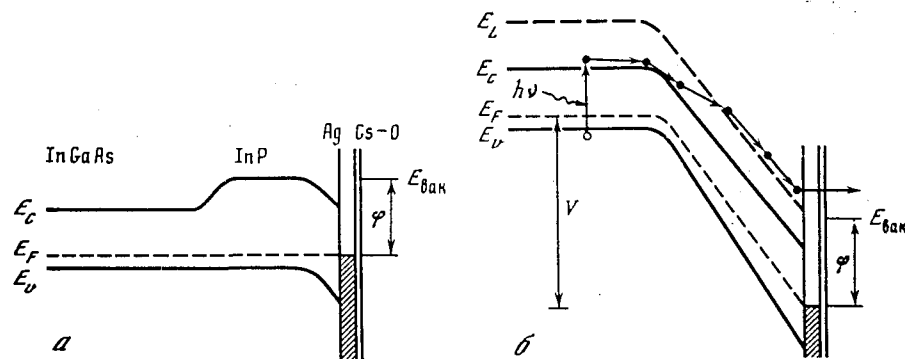


Рис. 12. Энергетическая диаграмма фотоэмиттера на основе гетероперехода $InGaAs/InP$, совмещенного с диодом Шоттки

а — без внешнего смещения;
б — с внешним смещением

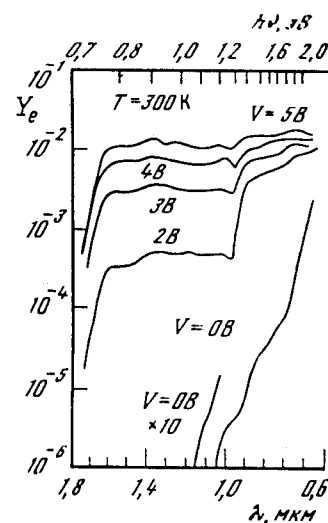


Рис. 13. Спектральные характеристики квантового выхода $InGaAs$ -фотоэмиттера при различных значениях внешнего смещения

тельные свойства полупроводников A^3B^5 , такие, как крутой рост фундаментального поглощения от самой его границы (прямозонный энергетический спектр), эффективный разогрев носителей электрическим полем, возможность создания гетероструктур с высокой степенью соответствия параметров кристаллической решетки и, следовательно, без дефектов в пограничных слоях, возможность вариации ширины запрещенной зоны в широких пределах при изменении состава. Далеко не последнюю роль играет также тот факт, что в настоящее время достигнут весьма высокий технологический уровень процессов изготовления этих полупроводников и систем на их основе.

Заключение

Результаты, приведенные в настоящей статье, показывают, что на протяжении двух последних десятилетий фотоэмиссионная электроника совершила решительный поворот от полуэмпирических поисков новых эффективных фотокатодов к физическому конструированию и практической реализации эффективных фотоэмиттеров, целиком основанном на достижениях современной физики полупроводников и полупроводниковой технологии.

На этом пути созданы два принципиально новых класса фотокатодов — фотоэмиттеры с отрицательным электронным сродством и фотоэмиттеры с внешним электрическим смещением. Эмиттеры обоих этих классов уже сейчас демонстрируют весьма высокие параметры, оставляющие далеко позади соответствующие свойства традиционных фотокатодов и они продолжают совершенствоваться. На основе ОЭС-фотокатодов в разных странах уже выпускаются фотоэлектронные приборы с рекордными параметрами. Фотоэмиттеры с внешним электрическим смещением пока еще не вышли из стадии лабораторных исследований, но едва ли можно сомневаться в том, что и эти эмиттеры в недалеком будущем будут доведены до уровня, который обеспечит новые ценные качества приборам на их основе.

Литература

1. Scheer J. J., Laar J. van // Solid State Commun. 1965. N 3. P. 189.
2. Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством: Пер. с англ. М.: Энергия, 1978.
3. James L. W., Antypas G. A., Edgecumbe J. et al. // J. Appl. Phys. 1971. N 42. P. 4976.
4. Olsen G. H., Szostak D. J., Zamerowski J. J., Ettenberg M. // Ibid. 1977. N 48. P. 1007.
5. Fisher D. G., Enstrom R. E., Escher J. S., Williams B. F. // Ibid. 1972. N 43. P. 3815.
6. Escher J. S., Antypas G. A., Edgecumbe J. // Appl. Phys. Lett. 1976. N 29. P. 153.
7. Соммер А. Фотоэмиссионные материалы: Пер. с англ. М.: Энергия, 1973.
8. Uebbing J. J. // J. Appl. Phys. 1970. N 41. P. 802.
9. Гаванин В. А., Мусатов А. Л., Турчинский В. М. // Радиотехника и электроника. 1980. № 25. С. 1249.

10. Мусатов А. Л., Турчинский В. М., Лебедев А. В., Мценко Л. Е. // Радиотехника и электроника. 1981. № 26. С. 2421.
11. Stocker B. J. // Surface Sci. 1975. N 47. P. 501.
12. Goldstein B. // Ibid. P. 143.
13. Su C. Y., Spicer W. E., Lindau I. // J. Appl. Phys. 1983. N 54. P. 1413.
14. Коротких В. Л., Коринфский А. Д., Матяш А. А. и др. // ФТТ. 1977. № 19. С. 2869.
15. Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Шадрин В. Д. // ФТТ. 1981. № 23. С. 929.
16. Панков Ж. Оптические свойства полупроводников: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. С. 148.
17. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях: Пер. с англ. М.: Мир, 1970.
18. Faussett W. Electrons in crystalline solids. Vienna, 1973. 531 p.
19. Дымникова В. Д., Муралин Д. Н., Пикитин Л. Л. и др. // ЖЭТФ. 1981. № 80. С. 1766.
20. Либенсон В. Н., Стучинский Р. Б. // ФТП. 1981. № 15. С. 2378.
21. Дьяконов М. И., Перель В. И., Ясевич И. Н. // ФТП. 1977. № 11. С. 1364.
22. James L. W., Mool J. L. // Phys. Rev. 1969. N 183. P. 740.
23. Burt M. G., Inkson J. C. // J. Phys. D. 1976. N 9. P. 43.
24. Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Коринфский А. Д. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. № 40. С. 2521.
25. Коротких В. Л., Мусатов А. Л., Шадрин В. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1978. № 27. С. 652.
26. Мусатов А. Л., Коротких В. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. № 46. С. 1357.
27. Коринфский А. Д., Мусатов А. Л. // ПТЭ. 1983. № 1. С. 163.
28. Коринфский А. Д., Мусатов А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1983. № 36. С. 462.
29. Goldstein B. // Surface Sci. 1973. N 35. P. 227.
30. Levine J. D. // Ibid. N 34. P. 90.
31. Турчинский В. М., Мусатов А. Л., Никонов В. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. № 46. С. 2316.
32. Su C. Y., Chye P. W., Pianetta P. et al. // Surface Sci. 1979. N 86. P. 894.
33. Ranke W., Jacobi K. // Ibid. N 81. P. 504.
34. Yang S., Bates S. W. // Appl. Phys. Lett. 1980. N 36. P. 675.
35. Sommer A. H. Practical use 3—5 compound electron emitters // RCA Rev. 1973. N 34. P. 95.
36. Гомоюнова М. В. // УФН. 1982. № 136. С. 105.
37. Simon R. E., Spicer W. E. // Phys. Rev. 1960. N 119. P. 621.
38. Simon R. E., Spicer W. E. // J. Appl. Phys. 1960. N 31. P. 1505.
39. Thornton P. R., Northrup D. C. // Solid. State. Electron. 1965. N 8. P. 437.
40. Davies I. G., Thornton P. R. // Appl. Phys. Lett. 1967. N 10. P. 249.
41. Луфшиц Т. М., Мусатов А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1966. № 4. С. 295.
42. Мусатов А. Л. // ФТТ. 1967. № 9. С. 3279.
43. Foss N. A. // J. Appl. Phys. 1971. N 42. P. 3762.
44. Itoh T., Matsuda I., Hasegawa K. // J. Appl. Phys. 1967. N 38. P. 3395.
45. Itoh T., Matsuda I., Hasegawa K. // Ibid. 1970. N 41. P. 1945.
46. Мусатов А. Л., Шуленов Л. Н. // ФТТ. 1970. № 12. С. 3343.
47. Escher J. S., Sankaran R. // Appl. Phys. Lett. 1976. N 29. P. 87.
48. Escher J. S., Gregory P. E., Hyder S. B., Sankaran R. // J. Appl. Phys. 1978. N 49. P. 2591.
49. Escher J. S., Bell R. L., Gregory P. E. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 1980. N 27. P. 1244.
50. Gregory P. E., Escher J. S., Saxena R. R., Hyder S. B. // Appl. Phys. Lett. 1980. N 36. P. 639.
51. Escher J. S., Maloney T. J., Gregory P. E. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 1978. N 25. P. 1347.
52. Антонова Л. И., Бирюлин Ю. Ф., Вуль А. Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 11, вып. 11. С. 602.

Создание и исследование высокоэффективных источников заряженных частиц на основе соединений и сплавов щелочных металлов, перспективы их практического применения

Х. С. КАН, Б. С. КУЛЬВАРСКАЯ

Одной из основных задач эмиссионной электроники является создание эффективных и надежных источников электронов и ионов, способных обеспечить отбор повышенных плотностей тока при минимальном потреблении электрической мощности и значительный ресурс работы. Исследователи интенсивно работают над усовершенствованием известных источников электронов и ионов, улучшением их технологии и конструктивного оформления, а также ведут поиск новых эмиссионных материалов.

Известно, что адсорбированная пленка электроположительных атомов на поверхности твердого тела (металла, полупроводника) приводит к существенному понижению его работы выхода, к значительному увеличению тока электронной эмиссии; причем наибольший эффект достигается при адсорбции атомов щелочных металлов, в частности, цезия. Так, еще Ленгмюр и Кингдон показали, что при адсорбции на поверхности вольфрама атомов цезия достигается увеличение тока на двадцать порядков [1]. Аналогичный эффект наблюдается при адсорбции цезия и на других металлах, а также на окислах и полупроводниках (табл. 1 [2]).

Однако использование в катодной технике указанного эффекта затруднено из-за неустойчивости пленки цезия, ее легкой испаряемости (при комнатной температуре давление пара Cs $P \approx 1,0 \cdot 10^{-6}$ Торр). Поэтому реализация на практике преимуществ пленочной системы металл-цезий (К и другие щелочные металлы) возможна лишь при работе ее в атмосфере, содержащей пары соответствующего металла, или же при периодическом подпылении щелочного металла из постороннего источника.

Целью данной работы является поиск возможности использования эффекта понижения работы выхода катода при адсорбции атомов щелочного металла для создания эффективных источников заряженных частиц для вакуумных приборов.

Нами было высказано предположение о возможности использовать указанный эффект в том случае, если применить для этой цели соединения щелочных металлов с такой структурой, которая

Таблица 1

Подложка	Работа выхода, эВ	Пленочная система	Работа выхода, эВ	Пленочная система	Работа выхода, эВ
W	4,54	W - Cs	1,38	W - Ba	2,2
Mo	4,30	Mo - Cs	1,66	Mo - Ba	2,2
Ta	4,12	Ta - Cs	1,11	Ta - Ba	2,2
W-O	4,96	W - O - Cs	1,10		
ThO ₂	2,67	ThO ₂ - Cs	1,00		
GaAs	5,47	GaAs - Cs	1,20		
InP	5,69	InP - Cs	1,40		

допускает сравнительно легкое выделение щелочного металла из объема, например алюмосиликаты, алюминаты щелочных металлов и др., а также ряд сплавов щелочных металлов.

1. Источники электронов

Алюмосиликаты щелочных металлов в структурном отношении представляют собой трехмерный анионный каркас, состоящий из чередующихся SiO_4 - и AlO_4 -тетраэдров, соединенных между собой общими ионами кислорода, находящимися в вершинах каждого из тетраэдров [3].

Каркас алюмосиликата образован комплексами анионов $[\text{Si}_{n-x} - \text{Al}_x - \text{O}_{2n}]^{x-}$, отрицательный заряд которых скомпенсирован катионами щелочных металлов, статистически распределенных в полостях (порах) каркаса или междоузлиях (рис. 1). Щелочные ионы, характеризующиеся большими ионными радиусами и малыми зарядами, оказываются слабо связанными с каркасом, обладают высокой подвижностью и участвуют в переносе электрического заряда, сообщая алюмосиликату катионную проводимость. При этом катионы кремния и алюминия, участвующие в образовании каркаса, находятся в структуре алюмосиликата как бы в «замороженном» состоянии и в проводимости не участвуют. Эти особенности структурных характеристик алюмосиликата определяют многие его свойства (подвижность щелочных ионов, объемную электропроводность и др. [4]). При нагревании кристалла алюмосиликата катионы щелочных металлов диффундируют к его поверхности, адсорбируются на ней, и при определенных условиях могут выйти за пределы кристалла в вакуум, образуя поток эмиттированных ионов.

Отметим, что существует большое число (более 100) модификаций природных и синтетических алюмосиликатов, отличающихся соотношением ингредиентов, геометрией внутрикристаллических каналов и полостей, геометрией «окон», ведущих в эти полости [5].

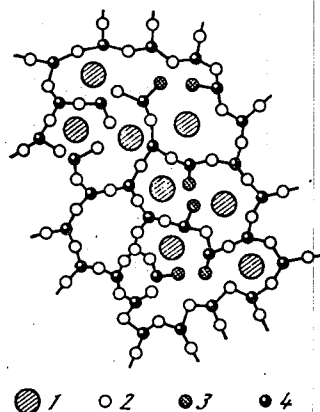


Рис. 1. Двумерное изображение структуры алюмосиликата щелочного металла

1 — ион щелочного металла; 2 — связанный ион кислорода; 3 — несвязанный ион кислорода; 4 — ионы кремния и алюминия

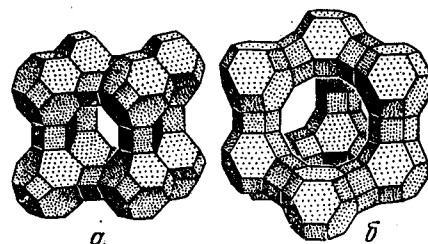


Рис. 2. Восьмичленные окна в синтетическом алюмосиликате (а) и двенадцатичленные окна (б), ограничивающие входы в большие полости

В синтетических алюмосиликатах с такой структурой можно управлять размерами «окон», ограничивающих входы во внутрикристаллические полости; они могут быть образованы 12-, 10-, 8- и 6-членными кольцами из атомов кислорода (рис. 2). При этом диаметр апертуры кислородного «окна», ведущего во внутрикристаллические полости разных алюмосиликатов, имеют разные размеры, сравнимые с размерами простых молекул. Например, диаметр «окна», образованного 12-членными кольцами из атомов кислорода, может изменяться в пределах 0,7–0,9 нм; а диаметр «окна», образованного 6-членными кольцами из атомов кислорода, изменяется от 0,22 до 0,26 нм.

Именно специфическая структура алюмосиликата обеспечивает при определенных условиях диффузию ионов щелочных металлов под действием приложенного электрического поля.

Однако для достижения повышенной эмиссионной способности алюмосиликата необходимо подвергнуть его термоактивированию с целью формирования оптимальной структуры; эмпирическим путем были определены режимы термоактивирования, а также соотношение ингредиентов в алюмосиликате, обеспечивающие лучшие эмиссионные свойства его ($\text{Cs}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$).

Исследования поверхности алюмосиликатного катода в растровом электронном микроскопе показали, что поверхность его шероховата, неоднородна по составу и пронизана большим числом каналов (пор) диаметром до 1,5 мкм, причем, как видно из рис. 3, атомы щелочного металла оказываются сосредоточенными именно в каналах структуры. Такая неоднородность структуры поверх-

Рис. 3. Микрофотография термоактивированной поверхности алюмосиликата цезия, полученная на растровом электронном микроскопе. Видны каналы различных диаметров. Здесь же приведены кривые интенсивности Cs (пик слева) и Si (пик справа) K_α -излучения вдоль следа электронного луча ($\times 1000$)



Рис. 4. Температурная характеристика плотности электронного тока из алюмосиликата цезия, $U_{\text{имп}} = 4$ кВ

Рис. 5. Температурные характеристики плотности электронного тока из алюмосиликата цезия

1 — $U_{\text{имп}} = 1,5$ кВ;
2 — $U_{\text{имп}} = 3$ кВ

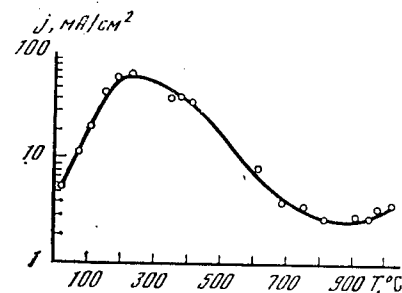


Рис. 4

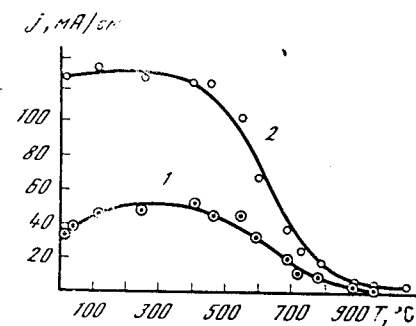


Рис. 5

ности должна привести к более высокой локальной напряженности поля, как это уже было отмечено, в частности в работе [6].

Исследования эмиссионных свойств алюмосиликатов проводились в сверхвысоком вакууме 10^{-7} – 10^{-9} Торр. Конструкция экспериментального прибора, методика напыления активного покрытия, а также методика измерений были такими же, как в работах [7, 8].

По обычной методике были измерены температурные характеристики тока электронной эмиссии и было установлено, что в зависимости от режима его термоактивирования могут быть получены два вида температурных характеристик $j = j(T)$.

Одни из них (рис. 4) имеют вид, близкий к S-образным кривым для пленочного катода вольфрам—цезий [9]. Видно, что уже при комнатной температуре ток эмиссии составляет по порядку величины несколько миллиампер с 1 см^2 , растет с увеличением температуры катода и достигает максимального значения при покрытии катода слоем цезия, близким по толщине к моноатомному (как это обычно принято считать). Из-за того, что при дальнейшем повышении температуры испарение цезия начинает превалировать над диффузией его из объема, и толщина слоя цезия на поверхности катода становится меньше оптимальной, ток эмиссии начинает падать. После прохождения через минимум, когда можно считать, что на поверхности катода цезия больше нет, ток эмиссии будет определяться только подложкой, т. е. чистым алюмосиликатом, следуя известному закону Ричардсона [10].

Второй вид характеристик (рис. 5) получен для катода, структура которого оптимизирована путем подбора режима термоактивирования (см. выше); отбираемые токи при этом оказались существенно выше — сотни миллиампер с 1 см^2 — и не зависящими от температуры до $T \approx 400^\circ \text{C}$. В отдельных случаях ток эмиссии достигает 1 А/см^2 при комнатной температуре, но столь высокая активность катода оказывается нестабильной и ток заметно уменьшается со временем [11].

На рис. 6 приведены временные характеристики изменения тока с катода в непрерывном и импульсном режимах. Видно, что при отборе тока в непрерывном режиме происходит быстрый спад тока со временем, вследствие, возможно, нагрева материала проходящим током и вызванной этим десорбцией атомов щелочного металла. При импульсном токоотборе токи эмиссии остаются стабильными в течение продолжительного времени, несмотря на то, что отбираемый ток в импульсе значительно больше, чем при токоотборе в непрерывном режиме. Стабильный токоотбор при комнатной температуре в $100\text{--}200 \text{ мА/см}^2$ возможен в течение не менее 100 ч.

На рис. 7 приведена вольт-амперная характеристика алюмосиликатного катода, изображенная в координатах $\log I = f(1/U_{\text{имп}})$, для импульсного режима отбора тока с плоского катода (поверхность катода $S = 0,04 \text{ см}^2$). Видно, что в определенном интервале анодных напряжений характеристика имеет прямолинейный вид, и электронный ток растет по закону, близкому для автоэлектронной эмиссии.

Измерения, проведенные с применением сменных анодов, показали, что в электронный ток с катода нет вклада от текущего в обратном направлении ионного тока с анода, который возможен из-за напыления щелочных металлов с катода на анод; нет вклада и от возможного в условиях эксперимента эффекта га-

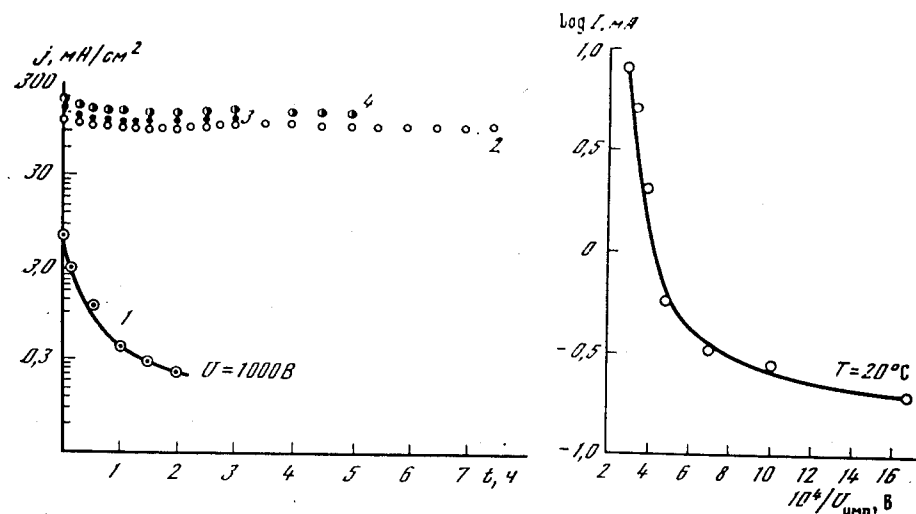


Рис. 6. Зависимости тока эмиссии от времени, полученные в разных экспериментальных приборах в непрерывном режиме при $T = 300^\circ \text{C}$, $U_{\text{имп}} = 1 \text{ кВ}$ (1) и в импульсном режиме при $T = 20^\circ \text{C}$, $U_{\text{имп}} = 3 \text{ кВ}$ (2, 3, 4)

Рис. 7. Типичная импульсная вольт-амперная характеристика катода, $T = 20^\circ \text{C}$

зового усиления электронного тока с катода за счет ионизации атомов щелочных металлов, которые могут присутствовать в остаточной атмосфере из-за испарения с катода.

Учитывая все эти факты, можно, по-видимому, сделать вывод о том, что электронная эмиссия с алюмосиликатного катода является током авто- или термоавтоэлектронной эмиссии.

Указанные достаточно большие значения электронных токов с плоских алюмосиликат-цезиевых катодов наблюдаются при сравнительно низких (средних по поверхности) напряженностях электрического поля $10^3\text{--}10^4 \text{ В/см}$, тогда как у автоэлектронных катодов в виде острий электронная эмиссия происходит обычно при напряженности электрического поля $E = 10^7\text{--}10^8 \text{ В/см}$ [6] и составляет по порядку величины с полной поверхности единичного острия микроамперы при плотности тока $\sim 10^4 \text{ А/см}^2$.

Указанная особенность алюмосиликатного катода обусловлена, по-видимому, сильной неоднородностью его поверхности — возможным образованием выступов субмикронных размеров у краев каналов, что обнаружено с помощью растрового электронного микроскопа, и локализацией поля у этих выступов структуры; с другой стороны, благодаря адсорбции атомов цезия, происходит сильное понижение электронного сродства материала (возможно до отрицательного электронного сродства), что, согласно известным соотношениям для автоэлектронного тока, приводит к увеличению тока автоэлектронной эмиссии [6]. Для сравнения

Таблица 2

Эмиттер	Температура катода, К	Плотность тока, мА/см ²
Пленочный катод W—Cs (работает в атмосфере паров цезия)	690	0,1 [9] ($P_{Cs}=10^{-3}$ Торр)
Оксидный катод	550	0,01
	620	0,1 [12]
Катод металл — диэлектрик — металл	300	50,0 [6]
Алюмосиликатный катод	300	100—200

в табл. 2 приведены эмиссионные параметры сравнительно низкотемпературных термокатодов, а также некоторых типов холодных катодов. Видно, что алюмосиликатный катод обладает среди них наибольшей эмиссионной способностью. По эмиссионной активности он близок к катодам на основе гетеропереходов, инжекционным и оптоэлектронным катодам, но по абсолютным значениям отбираемых токов алюмосиликат-цезиевый катод их превосходит; с эмиттирующей поверхности этого катода $S = 0,04$ см² снимаются токи порядка нескольких десятков миллиампер, что недостижимо для указанных типов катодов из-за малости размеров эмиттирующей поверхности и нестойкости.

У автоэлектронных одноострийных катодов, обеспечивающих огромные плотности тока (10^3 — 10^4 А/см² и более), также ничтожно малы абсолютные значения токов (микроамперы).

Таким образом, катоды на основе пористых структур алюмосиликатов щелочных металлов можно отнести к новому типу ненакаливаемых катодов [11]. Они обладают значительной эмиссионной способностью в импульсном режиме при пониженной (средней по поверхности) напряженности электрического поля: $j \approx 100$ — 200 мА/см² при $E \approx 10^4$ В/см, при этом абсолютные значения отбираемых токов с поверхности $S = 0,04$ см² составляют десятки миллиампер.

Если в решетке алюмосиликата щелочного металла атом алюминия заменить на его аналог — атом галлия, то свойства таких соединений — галлосиликатов — будут во многом подобны свойствам алюмосиликатов.

Были исследованы эмиссионные свойства и других соединений щелочных металлов — алюминатов цезия и лития, а также ниобата лития.

Хотя подвергнутая изучению одна из многих модификаций алюминатов (β -алюминат Cs) и не обладает благоприятной каркасполостной структурой алюмосиликатов, но, благодаря высокой ионной проводимости и других свойств, можно ожидать постепенного выделения щелочного металла из объема и поступления его к поверхности.

β -алюминат имеет шпильно-слоистую структуру, в которой плотно упакованные шпильные алюминио-кислородные блоки разделены «зеркальными» плоскостями с расположенными в них щелочными ионами [13]. Ввиду невозможности вхождения щелочных ионов в шпильный блок миграция их двучерна и возможна только в «зеркальной» плоскости, т. е. по границам между отдельными блоками структуры, границам зерен, поэтому подвижность ионов щелочного металла в них при низких температурах ограничена. При высоких температурах, когда увеличиваются колебания решетки, междуграничные расстояния растут, и соответственно увеличивается подвижность ионов щелочного металла, создавая благоприятные условия для доставки их к поверхности катода.

Поэтому естественным оказался тот факт, что эмиссионный ток начинает заметно расти только с $T \approx 900^\circ\text{C}$ и достигает максимального значения (~ 200 мА/см²) лишь при $T = 1450^\circ\text{C}$, т. е. при более высокой температуре, чем у алюмосиликата.

Изучению были подвергнуты ниобаты щелочных металлов, в частности ниобат лития, который представляет интерес в связи с тем, что обладает кристаллической структурой, позволяющей извлекать из него катионы лития по октаэдрическим пустотам.

Кристаллы ниобата лития (LiNbO_3) состоят при комнатной температуре из слоев кислородных атомов, расположенных приблизительно в гексагональной плотнейшей упаковке. Образующие

кислородными ионами октаэдрические пустоты на $\frac{1}{3}$ заполнены ионами Nb и на $\frac{1}{3}$ — ионами Li, остальные места — вакантные.

Вдоль полярной оси C образуются чередующиеся октаэдры с ионом Nb в центре. Октаэдр с ионом Nb образует общую грань с вакантным октаэдром, который, в свою очередь, образует грань октаэдра, занятого ионом Li. Далее ячейка повторяется [14].

Электронный ток с кристалла ниобата лития невелик ($\sim 10^{-1}$ мА/см²); характеристика $j = f(T)$ не имеет максимума, свидетельствуя о том, что на поверхности не образуется адсорбционный слой щелочного металла оптимальной толщины, иначе говоря, процесс десорбции атомов лития происходит более интенсивно, чем диффузия их к поверхности.

Катоды из сплавов щелочных металлов нуждаются в предварительной термоактивировке, в результате которой происходит формирование эмиссионных центров на поверхности сплава, представляющих собой участки, покрытые цезием, увеличивающиеся со временем.

Из рис. 8 видно, что температурные зависимости электронного тока для сплавов W—Cs и Mo—Cs имеют вид, близкий к виду характеристики для пленочных катодов металл—цезий. При этом у сплава W—Cs максимумы и минимумы на кривой наблюдаются при более низких температурах, чем у сплава Mo—Cs, и отбираемые электронные токи у сплава W—Cs больше ($j \approx$

$\approx 8 \text{ мА/см}^2$ при $T = 20^\circ \text{C}$), чем у сплава $\text{Mo}-\text{Cs}$ ($j \approx 4 \text{ мА/см}^2$ при $T = 20^\circ \text{C}$).

Исследованию были подвергнуты также сплавы олова, германия и кремния с цезием.

2. Источники ионов

Все упомянутые выше соединения и сплавы щелочных металлов могут служить также и источниками ионных токов при приложении к ускоряющему электроду (коллектору ионов) отрицательного ускоряющего напряжения.

В литературе имеется много данных о закономерностях ионной эмиссии алюмосиликатов щелочных металлов [3, 15].

Результатом проведенного нами изучения разных закономерностей ионной эмиссии, в том числе зависимостей от ускоряющего напряжения, температуры и времени, явилось предложение применить импульсный режим отбора тока с определенными параметрами для достижения больших ионных токов и большей стабильности ионной эмиссии [16, 17, 18].

В режиме периодических импульсов длительностью $\tau = 10 \text{ мкс}$ и частоты повторения $f = 25 \text{ Гц}$ были получены ионные токи Cs с алюмосиликата цезия $1-2 \text{ А/см}^2$ при коллекторном напряжении $3,5 \text{ кВ}$ (рис. 9), причем они оказались стабильными, тогда как в непрерывном режиме ионные токи не превышали по порядку величины десятков миллиампер на квадратный сантиметр и быстро падали со временем [18].

Ориентируясь на достигнутые нами результаты и ссылаясь на них, зарубежные авторы также достигли $j_{\text{ион}} = 1 \text{ А/см}^2$, но при более высоком коллекторном напряжении [19].

Эффективными источниками ионов щелочных металлов оказались и алюминаты щелочных металлов, хотя из-за шпинельной структуры движение ионов в них ограничено и возможно только по границам между отдельными блоками структуры; отсюда для большинства алюминатов ионный ток оказался меньше, чем для алюмосиликатов, за исключением алюмината лития, ионный ток которого оказался несколько выше (20 мА/см^2), чем у алюмосиликата лития (5 мА/см^2) при $T = 1100^\circ \text{C}$, что связано, по-видимому, с малыми размерами ионного радиуса Li по сравнению с другими щелочными металлами и большей проводимостью алюмината лития, чем алюмосиликата.

Ионный ток в непрерывном режиме, как и для алюмосиликата, оказался меньше (доли миллиампер) и менее стабильным.

Рассмотрим возможные причины, обуславливающие большую стабильность ионного тока и большую величину его при отборе тока в импульсном режиме по сравнению с непрерывным. В непрерывном режиме величина внешнего электрического поля в слое скомпенсирована пространственным зарядом в нем, и стационарное значение ионного тока определяется током диффузии ионов из объема к поверхности эмиттера. В импульсном режиме

Рис. 8. Температурные характеристики плотности электронного тока сплавов $\text{W}-\text{Cs}$ (1), $\text{Mo}-\text{Cs}$ (2). Режим импульсный, $E = 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$

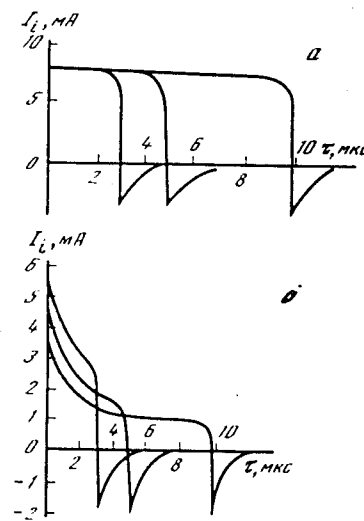
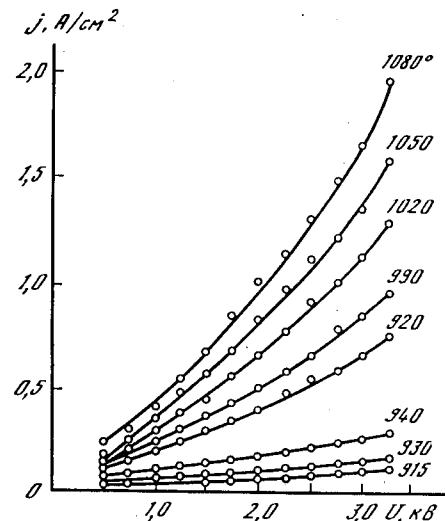
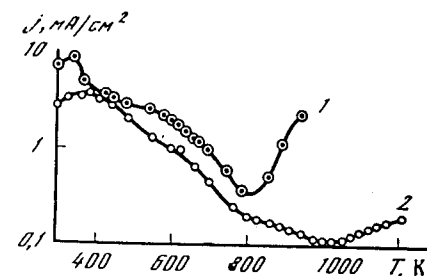


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики ионов Cs с алюмосиликатами Cs в импульсном режиме

Рис. 10. Форма импульса ионного тока для $\tau = 3, 5, 10 \text{ мкс}$, $T = 1250^\circ \text{C}$
а — $f = 0,5 \text{ Гц}$; б — $f = 50 \text{ Гц}$

при выборе оптимальных параметров его (длительности импульса τ и частоты повторения f) величина ионного тока определяется внешним полем. За время между импульсами равновесное распределение ионов в слое успевает восстановиться, и ионный ток к началу следующего импульса достигает первоначальной величины; при этом, как известно, время релаксации поля (заряда) в слое $\tau_p = \epsilon_1 \cdot \epsilon_0 / \gamma$ (где ϵ_1 и ϵ_0 — соответственно диэлектрическая постоянная слоя и абсолютная проницаемость вакуума и γ — проводимость слоя) [20]. Можно подобрать и такие оптимальные параметры системы (τ, f), когда за время импульса амплитудное значение тока не будет заметно меняться (рис. 10).

Была исследована также эмиссия ионов щелочных металлов из их сплавов с оловом, германием, кремнием, молибденом и вольфрамом.

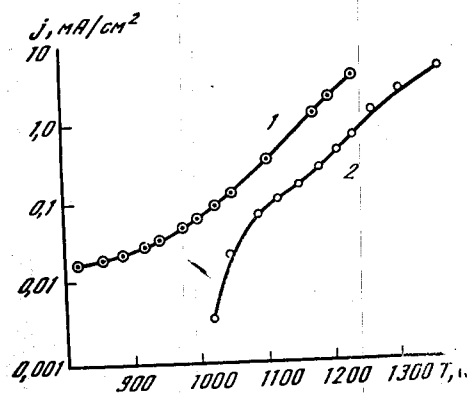


Рис. 11. Температурные характеристики плотности ионного тока из сплавов W—Cs (кривая 1) и Mo—Cs (кривая 2)

1400 K) ионные токи увеличиваются до нескольких миллиампер на квадратный сантиметр.

Следует отметить, что у сплавов вольфрама и молибдена с цезием нет спонтанного выделения щелочного металла, как это имеет место у сплавов Sn, Si и Ge с Cs, и эмиттирующий поток до температуры 1000° C не содержит нейтральных атомов цезия.

3. Применение и перспективы

С использованием алумосиликата цезия в качестве эмиссионно-активного вещества разработаны новые матричные катоды, предназначенные для работы в условиях интенсивной ионной бомбардировки (при разрядных токах до 800 А и давлении газовой среды ксенона до 1 атм) и обладающие высокой технологичностью. Именно такие катоды нашли широкое применение в изделиях, выпускаемых промышленностью. Так, на ряде предприятий осуществлен серийный выпуск импульсных источников света с энергией вспышки 15, 40 и 45 Дж, в которых использованы в качестве источников электронов разработанные матричные катоды. Разработаны также аналогичного типа лампы с энергией вспышки на 60 и 80 Дж.

Использование в таких лампах нового катода вместо применявшихся до настоящего времени вольфрамового катода с пленкой цезия или оксидного катода позволило более чем в 10 раз увеличить срок службы ламп (они выдерживают 40 тыс. вспышек вместо 4 тыс.), в 2,5 раза снизить рабочее напряжение (80—120 В вместо 300 В) и сделать лампы более миниатюрными (уменьшить диаметр в 1,7 раза), а сам процесс производства ламп — полностью механизировать и автоматизировать, благодаря технологичности катодного материала.

В настоящее время ежегодный выпуск промышленностью импульсных ламп-вспышек с разработанными матричными катодами

Установлено, что в сплавах олова, германия и кремния диффузия и последующая эмиссия щелочного металла в виде ионов происходят только до определенной температуры, а при более высокой щелочной металл испаряется в виде нейтральных атомов.

Более высокая и более стабильная эмиссия ионов щелочных металлов наблюдается у сплавов молибдена и вольфрама с цезием (рис. 11). В исследованном интервале температур (900—

исчисляется сотнями тысяч штук, и достигнутый годовой экономический эффект от внедрения катодов в лампы-вспышки указанных типов составляет примерно 200 тыс. руб.

Продолжаются работы по применению разработанных матричных катодов в других известных типах газоразрядных приборов, в частности в разрядниках, а также во вновь создаваемых газоразрядных приборах.

Могут найти применение также холодные катоды на основе алумосиликата рубидия, галлосиликатов цезия и рубидия, эмиссионные свойства которых близки к свойствам алумосиликат-цезиевого катода.

Все эти соединения и сплавы щелочных металлов могут применены также как твердотельные источники ионов, например при формировании эмиттеров с отрицательным электронным средством, для имплантации щелочных металлов в полупроводники, для нейтрализации объемного заряда в электронных приборах, для исследовательских целей и т. д., при этом одним из наиболее перспективных материалов для ионных источников является алумосиликат цезия, благодаря высокой ионной активности — возможности отбора значительных ионных токов (порядка 1—2 А/см²), чистоте ионного потока и другим свойствам.

Литература

1. Langmuir I., Kingdon K. H. // Phys. Rev. 1923. Vol. 21. P. 380.
2. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. М.: Атомиздат, 1975.
3. Кульварская Б. С., Ткачик З. А. Эмиссионные источники ионов щелочных металлов: Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1972. № 96.
4. Анпен А. А. Химия стекла. Л.: Химия, 1974.
5. Евстропьев К. К. Диффузионные процессы в стекле. Л.: Стройиздат, 1970.
6. Жданов С. П., Хвощев С. С., Самулевич И. И. Синтетические цеолиты. М.: Химия, 1981.
7. Ненакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974.
8. Кульварская Б. С., Поляков Ю. Г. // Радиотехника и электроника. 1968. Т. 13. С. 1146.
9. Еремин С. М., Кульварская Б. С. // Радиотехника и электроника. 1972. Т. 17. С. 146.
10. Добрецов Л. И., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
11. Кан Х. С., Кульварская Б. С., Третьякова М. Г. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 330.
12. Кульварская Б. С., Кан Х. С. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. С. 612.
13. Кудинцева Г. А., Мельников А. И., Морозов А. В., Никонов Б. П. Термоэлектронные катоды. М., Л.: Энергия, 1966.
14. Peters C. R., Bettman M. B. et al. // Acta crystallogr. 1971. Vol. 27. P. 1826.
15. Кузьмина Ю. С. Пnobat и тапталат лития. М.: Наука, 1975.
16. Зандберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная пoвизация. М.: Наука, 1969.
17. Кан Х. С., Кульварская Б. С., Карасева Т. К., Третьякова М. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40, № 8. С. 1667.

17. Кульварская Б. С., Кан Х. С. // Электронная техника. Сер. 4.: Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1977. Т. 10. С. 107.
18. Кульварская Б. С., Кан Х. С., Данилов А. П. // Электронная техника. Сер. 4.: Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1978. Т. 1. С. 23.
19. Pargellis A. N., Seidl M. // J. Appl. Phys. 1978, Vol. 49. N 9. P. 4933.
20. Мантрова Г. М., Яковлева М. Н., Кульварская Б. С. и др. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 9. С. 2004.

УДК 538.9

Сверхпроводниковые приемные системы

А. Н. ВЫСТАВКИН, В. Н. ГУБАНКОВ, Ф. Я. НАДЬ

Разработка и создание высокоэффективных приемников электромагнитного излучения традиционно составляет одно из важных направлений исследований в области электроники. Наибольшей чувствительностью обладают, как правило, охлаждаемые (криогенные) приемники и среди них весьма перспективными являются сверхпроводниковые устройства. К ним относятся: широкополосные видеодетекторы, параметрические усилители, смесители с внешней накачкой, с самонакачкой и др. Преимущества различных сверхпроводниковых систем для регистрации СВЧ-сигналов малой мощности обусловлены прежде всего тем, что в них реализуется сильная нелинейность, обеспечивающая высокую чувствительность, широкая полоса рабочих частот при очень низком уровне собственного шума.

В последние годы происходило дальнейшее развитие и совершенствование как уже известных систем, основанных на использовании нестационарного эффекта Джозефсона, так и создание новых — на основе эффекта квазичастичного туннелирования в переходе сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (SIS-системы). В данной статье мы не будем подробно останавливаться на физической сущности этих эффектов, описанных в целом ряде обзоров и монографий [1—5]. Основное внимание будет уделено вопросам оптимизации характеристик сверхпроводниковых нелинейных элементов и параметров различных приемных устройств, разрабатываемых в ИПЭ АН СССР.

Широкополосные приемные устройства

Действие электромагнитного излучения на джозефсоновский переход, например на сверхпроводящий точечный контакт (СТК), приводит к видоизменению его нелинейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) [2—4]. При этом в режиме заданного тока происходит изменение напряжения на контакте, которое и представляет собой отклик приемника. Вольт-ваттная чувствительность контакта в пределе высоких частот определяется следую-

щим выражением:

$$S = \frac{R}{2V_0} \frac{V_C^2}{V_S^2}, \quad (1)$$

где R — сопротивление контакта в нормальном состоянии, V_0 и V_S — постоянное и СВЧ-напряжения на контакте соответственно. $V_C = I_C R$ — характерное напряжение, I_C — критический ток контакта. Как видно из (1), вольт-ваттная чувствительность растет с ростом R . Однако одновременно увеличивается и собственный шум контакта. Поэтому величина пороговой чувствительности, т. е. мощности, эквивалентной шуму (NEP), достигает оптимального уровня при значении R , равном нескольким сотням Ом [4]. В этом случае величина пороговой чувствительности равняется

$$NEP \approx 20kT (2eV_C/h)^{-1/2} f_S^2. \quad (2)$$

Таким образом, в области высоких частот, превышающих $f_C = 2eV_C/h$, чувствительность приемника, во-первых, растет с ростом V_C , во-вторых, уменьшается пропорционально квадрату частоты f_S . Очевидно, что для получения высокой чувствительности в возможно более широкой полосе частот необходимо стремиться к увеличению значения характерного напряжения контакта V_C . СТК имеет наибольшее значение V_C по сравнению, например, с мостиками. Ранее, однако, и для контактов V_C была не достаточно высока ($\leq 0,3$ мВ). Поэтому основной задачей совершенствования чувствительных элементов для широкополосных приемников было увеличение их характерного напряжения.

Для получения высококачественных контактов [6] с большими значениями V_C и использования их в приемных устройствах была разработана и изготовлена специальная сверхвысокочастотная детекторная секция [7]. В этой секции применен прецизионный механизм для достижения оптимальных параметров контакта и последующей их фиксации, а также коаксиальное расположение электродов, обеспечивающее эффективное согласование контакта с внешней передающей линией. Высокая степень чистоты и гладкости контактирующих поверхностей обеспечивалась с помощью электрохимической полировки [8]. В результате были получены стабильные высокоомные контакты ($1 < R < 10^3$ Ом) со значениями V_C , достигающими 2,6 мВ и близкими к предельному для этого материала теоретическому значению [6]. С увеличением V_C значительно растет чувствительность контакта к излучению миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. Но не менее важно, что увеличению V_C соответствует увеличение и характерной частоты до ~ 1000 ГГц, что в свою очередь существенно расширяет область спектральной чувствительности контакта. Немаловажную роль играет также большая величина сопротивления полученных контактов

(~ 100 Ом), обеспечивающая хорошее согласование с различными волноводными и квазиоптическими линиями.

Вследствие большой чувствительности и широкой полосы принимаемых частот, присущих получаемым нами СТК, их свойства, такие как вид ВАХ и эффективная шумовая температура, оказались зависящими от всегда присутствующего в реальных условиях фонового излучения с температурой $T_{\phi} \sim 300$ К (квазиоптический тракт, комнатное фоновое излучение) [9]. Действие фонового излучения вызывает сглаживание особенностей ВАХ, т. е. уменьшение степени ее нелинейности и по своему характеру аналогично действию на контакт низкочастотного сигнала [9]. Теоретически вопрос о влиянии фона на контакт с учетом конечного импеданса «линии передачи» (в наших условиях — это волновое сопротивление антенны W , образованной электродами контакта) рассматривался в работе [10]. Согласно этой работе в нашем случае при температуре контакта $T \ll T_{\phi}$ величина отклика на фоновое излучение должна достигать максимума при сопротивлениях, близких к $R \simeq W (2T/T_{\phi})^{1/2}$. Для электродов длиной ~ 10 мм и диаметром 85 мкм $W \simeq 540$ Ом. Тогда при $T_{\phi} \simeq 300$ К условие оптимального согласования достигается при $R = 90$ Ом. Это расчетное значение хорошо согласуется с экспериментальным $R = 100$ Ом, при котором наблюдался максимум зависимости отклика на фоновое излучение [11]. Действие теплового фонового излучения приводит к значительному увеличению шума контакта и его меры — шумовой температуры $T_{ш}$. Прямые измерения показали примерно пятикратное увеличение $T_{ш}$.

Контакты с сопротивлением 1–300 Ом оказались также и наиболее чувствительными к монохроматическому излучению. Спектральное распределение отклика СТК было исследовано с помощью эшеллетного монохроматора в области 250–1000 ГГц при смещениях на контакте от 0 до 2 мВ. Для того, чтобы получить спектральное распределение отклика в расчете на поглощенную в контакте мощность и иметь возможность сравнения экспериментальных результатов с теоретическими, необходимо учитывать как изменение мощности излучения монохроматора от угла поворота эшеллета, так и изменение величины переменного тока, наводимого в контакте внешним излучением единичной мощности, но разной частоты, что обусловлено антенными свойствами образующих контакт электродов. Согласно теории антенн [12], мощность, наводимая внешним излучением в нагрузку антенны $P(f)$, пропорциональна $A(f)/f^2$, где $A(f)$ — осциллирующая функция частоты, период которой в нашем случае, когда длина электродов 10 мм, равен 15 ГГц. Вследствие конечного разрешения монохроматора осцилляции, обусловленные антенными резонансами, сглаживаются, и поглощаемая в контакте мощность должна быть $\sim 1/f^2$. Специальными экспериментами был определен вид зависимости $P(f)$ и показано, что в области высоких частот $P(f)$ действительно пропорциональна $1/f^2$ [9].

На рис. 1 представлена последовательность кривых спектраль-

ного распределения отклика контакта с $R = 14.4$ Ом и $V_c = 1,78$ мВ в расчете на поглощенную мощность. Кривые 1 и 2 имеют один максимум и плавно спадают с увеличением частоты. Кривая 3 в области частоты $f = 345$ ГГц меняет знак, причем частота, при которой наблюдается нуль отклика, отличается от частоты собственной генерации $f_0 = 315 \pm 5$ ГГц. Спектральное распределение 4 имеет уже характерный резонансный вид с переверотом фазы отклика при резонансной частоте $f_0 = 493 \pm 5$ ГГц. Для сравнения на рис. 1 представлена кривая (штрих-пунктир) для контакта примерно того же сопротивления, но с меньшим V_c при смещении, близком к максимуму второй производной. Из сравнения этой кривой с соответствующей ей кривой 1 видно, что увеличение V_c приводит к расширению полосы чувствительности контакта и сдвигу ее «центра тяжести» в сторону высоких частот.

Экспериментальные зависимости отклика от частоты вблизи частоты собственной джозефсоновской генерации $f_0 \simeq 500$ ГГц

Рис. 1. Спектральное распределение отклика контакта с $R = 14,4$ Ом и $V_c = 1,78$ мВ в расчете на поглощенную мощность при напряжениях:

- 1 — $V = 0,25$ мВ (в максимуме второй производной ВАХ);
- 2 — $V = 0,46$ мВ (в максимуме первой производной);
- 3 — $V = 0,65$ мВ (в минимуме второй производной);
- 4 — $V = 1$ мВ

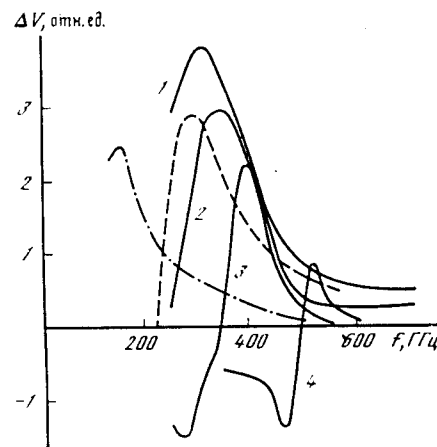
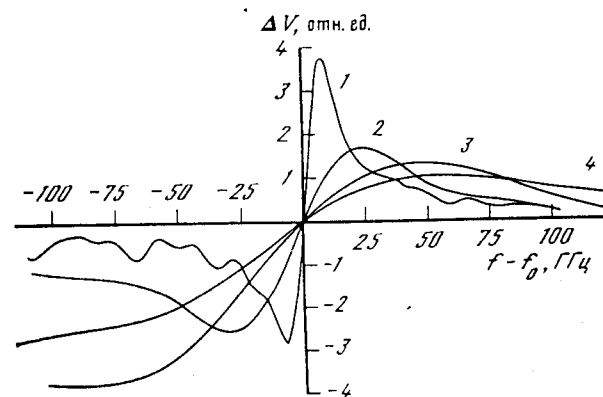


Рис. 2. Спектральное распределение резонансного отклика при центральной частоте $f \simeq 500$ ГГц для контактов

- 1 — $R = 8,3$ Ом;
- 2 — $R = 14,4$ Ом;
- 3 — $R = 64$ Ом;
- 4 — $R = 140$ Ом



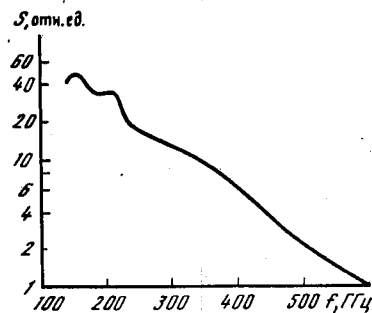


Рис. 3. Зависимость чувствительности широкополосного приемника от частоты

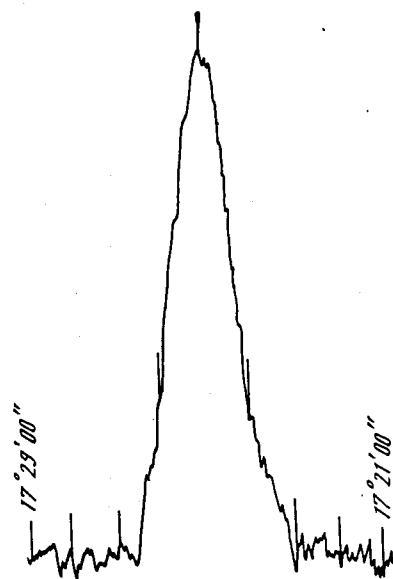


Рис. 4. Запись прохождения Юпитера $n = 50^\circ$, $\tau = 8$ с, скан по δ

для четырех различных контактов представлены на рис. 2. При увеличении сопротивления контакта от 8,3 до 140 Ом происходит сглаживание резонансных особенностей на кривой спектрального распределения и увеличение ее асимметрии. Максимальная величина селективного отклика при этом также уменьшается. Из рис. 2 видно, что действие шума приводит к размытию резонансных особенностей в отклике, что эквивалентно расширению линии собственной генерации и ступенек тока на ВАХ. При большом уровне флуктуаций это расширение может превышать расстояние между ступеньками / особенно при низких частотах излучения /, следствием чего является практически полное исчезновение резонансного отклика при V_0 . Отметим также, что полученные нами экспериментальные кривые спектрального распределения отклика при различных смещениях в присутствии флуктуаций (см. рис. 1) согласуются с теоретическими кривыми, полученными расчетом на основе уравнения Эйнштейна—Фоккера—Планка [9, 10]. Это проиллюстрировано на рис. 1 штриховой кривой, рассчитанной для условий кривой 2 и $T_{ш} = 12$ К. Некоторое отличие в положении этих кривых объясняется, по-видимому, отличием ВАХ реальных контактов от ВАХ резистивной модели [13], на основе которой проводился теоретический расчет.

Описанная выше сверхвысокочастотная детекторная секция новой конструкции [7], обеспечивающая получение устойчивых высокоомных СТК с большими V_c , была использована для разработки нескольких новых макетов широкополосных приемных устройств. Нами были изготовлены две модификации детекторной секции, отличающиеся, главным образом, размерами. Одна из них имела диаметр ~ 50 мм, а вторая, миниатюрная, — 20 мм.

Эта малогабаритная секция составила основу лабораторного макета широкополосного приемника с использованием в качестве криостата стандартного гелиевого сосуда Дьюара объемом 10 л. Регулировка электродов осуществлялась снаружи сосуда Дьюара, излучение к секции поступало по световоду диаметром 16 мм. Отличительной особенностью этого макета является возможность длительной непрерывной работы приблизительно в течение недель. Достижение долговременной работы приемника очень важно, например, для проведения радиоастрономических наблюдений за большой период времени и, в частности, исследования переменных космических источников.

Пороговая чувствительность этих приемников достигала $1 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц $^{1/2}$ в области частот 200 ГГц, что для столь высокой частоты превышает чувствительность других типов приемных устройств [5]. Спектральное распределение чувствительности было измерено нами в области 140—600 ГГц. На рис. 3 представлена эта зависимость для малых напряжений смещения. Вообще же, частотная область чувствительности приемников значительно шире — 50—1000 ГГц.

Со стороны низких частот его длинноволновая граница определяется только геометрическими размерами подводящих излучение световодов и эффективностью согласования контакта с падающим излучением. С увеличением частоты чувствительность падает, однако, как следует из результатов измерения спектральных зависимостей отклика контакта, она простирается, по крайней мере, до $f = 1000$ ГГц ($\lambda = 0,3$ мм).

В случае приема теплового излучения нагретых тел, спектральная плотность которых в миллиметровой и субмиллиметровой областях задается законом Рэлея—Джинса ($T \sim 300$ К), можно определить эффективную ширину полосы принимаемых частот $\Delta f_{эфф}$ и эффективную «среднюю» частоту $f_{эфф}$. Согласно нашим расчетам, $\Delta f_{эфф} \approx 300$ ГГц и $f_{эфф} = 300$ ГГц, т. е. «добротность» спектральной кривой при приеме излучения черного тела ~ 1 .

Динамический диапазон такого рода приемников, согласно оценкам, ограничивается значением мощности, превышающей уровень шума на 50—60 дБ. Это обстоятельство вместе с высокой пороговой чувствительностью ограничивает уровень максимальной мощности, при котором реализуется высокая вольт-ваттная чувствительность значением $\sim 10^{-8}$ Вт. Поскольку наши приемники предназначены и целесообразны для регистрации излучения малой мощности ($\leq 10^{-10}$ Вт), то для приема полезного сигнала указанные выше ограничения не играют роли. В реальных условиях, однако, как уже отмечалось, одновременно с полезным слабым сигналом на вход приемника попадает излучение теплового фона, мощность которого может достигать 10^{-7} Вт [14]. Таким образом, чувствительность нашего приемника может ограничиваться фоном. Действующее на контакт фоновое излучение понижает чувствительность, уменьшает динамический диапазон и видоизменяет кривые спектрального распределения чувствительно-

сти. Приведенные выше значения чувствительности приемника получены в присутствии фонового излучения, поэтому фактически не являются предельными и могут быть улучшены. Для их улучшения необходимо уменьшить уровень фонового излучения за счет постановки холодных фильтров, выбора оптической схемы, уменьшающей фоновую подсветку, или же работая при слабом фоне, например в космосе.

Эти положения подтверждаются результатами проведенных нами экспериментов. Получено, что величина отклика приемника на фоновое излучение с $T_{\phi} \approx 300$ К достигала 1 мкВ/К. Если учесть, что полный шум всей электронной схемы, отнесенный ко входу усилителя, не превышает 10^{-9} В/Гц^{1/2}, то соответствующая флуктуационная чувствительность будет равна $\delta T \approx 0,001$ К/Гц^{1/2}, что на порядок лучше чувствительности, достигнутой нами ранее на экспериментальном образце приемника $\delta T = 0,01$ К/Гц^{1/2} [15].

На основе одного из макетов широкополосных приемников совместно с Государственным астрономическим институтом им. П. К. Штернберга был создан радиометр коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн для радиоастрономических исследований [16]. Первые измерения с помощью этого радиометра были выполнены на солнечном башенном телескопе ГАИШ. Проведены наблюдения Солнца и собственного излучения атмосферы Земли в диапазоне 0,9—2,8 мм [16]. После ряда усовершенствований радиометр использовался для работы с большим радиотелескопом РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории [17]. Радиометр помещался в касегреновском фокусе телескопа ($F_{\text{эв}} = 137$ м), дающего в основном недифракционное изображение в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Были проведены наблюдения Солнца, Венеры, Юпитера, Сатурна, Крабовидной туманности и излучения атмосферы Земли. Источники наблюдались методом сканирования по прямому восхождению и по склонению. На рис. 4 представлен один из сканов Юпитера. Наблюдение Крабовидной туманности проводилось методом сканирования по прямому восхождению. Эффективная частота принимаемого от туманности излучения оказалась равной ~ 90 ГГц. Эффективная ширина полосы при этом составила 34 ГГц. При использовании Юпитера в качестве источника сравнения нами была определена величина потока излучения от Крабовидной туманности: $320 \pm 100 \cdot 10^{-26}$ Вт/(м²·Гц).

Параметрические усилители на основе слабосвязанных сверхпроводников

Ранее было показано теоретически [18], а затем и экспериментально [19], что джозефсоновский переход с непосредственной проводимостью (например, точечный контакт двух массивных сверхпроводящих электродов или тонкопленочный сверхпроводящий мостик) обладает рядом особенностей при использовании его в ка-

честве нелинейного параметрического элемента. Эквивалентная схема такого элемента для слабого переменного сигнала представляет собой параллельное соединение нормального сопротивления перехода R и реактивного параметра L ($(L)^{-1} = \left(\frac{h}{2eI_C}\right)^{-1} \cos \varphi(t)$),

который может изменяться под действием собственной джозефсоновской генерации таким образом, что в некоторые интервалы времени меняет знак и становится отрицательным; причем его постоянная составляющая отсутствует, поскольку в пренебрежении емкостью контакта $\cos \varphi(t) = 0$; $d\varphi/dt = 2eV/\hbar$.

Присутствие этих особенностей приводит к отличию при некоторых условиях поведения джозефсоновских переходов с непосредственной проводимостью от поведения классических параметрических элементов (например, полупроводниковых параметрических диодов). Именно, при реализации режима холостого хода для частоты собственной джозефсоновской генерации f_0 и основных комбинационных частот типа $f_s - f_0$, $2f_0 - f_s$, т. е. в том случае, когда ток через переход задается в виде суммы только двух компонент: постоянной I_0 и переменной $I_s \ll I_0$, изменяющейся с частотой сигнала f_s , реальная часть импеданса перехода $\text{Re } Z$, измеренная на частоте сигнала, может быть отрицательной, если только f_0 несколько меньше f_s ; при этом f_0 и f_s не связаны между собой целочисленным соотношением. В обычных параметрических элементах получение отрицательной величины реальной части импеданса при указанных частотных соотношениях возможно только в присутствии сигналов других (так называемых «холостых») частот. Обнаруженное явление получило название невырожденной одночастотной параметрической регенерации [20].

На основе этого эффекта позднее в ИРЭ АН СССР был разработан одночастотный невырожденный параметрический усилитель 3-сантиметрового диапазона длин волн с самонакачкой [21]. Однако первые образцы усилителя имели в качестве джозефсоновского элемента прижимные точечные контакты типа нпобий—ниобий, которые не обладали достаточной механической надежностью и долговременной стабильностью при многократных термических перецикливаниях от комнатной температуры до температуры жидкого гелия и обратно. Поэтому последующие разработки подобных усилителей основывались на пленочных джозефсоновских структурах, обладавших большей стабильностью параметров [22].

Использовался усилитель отражательного типа с двухполуполновым коаксиальным резонатором 3-сантиметрового диапазона с добротностью ~ 300 . Резонатор размещался на широкой стенке волновода и был связан с ним с помощью штыря связи. В процессе эксперимента величина связи регулировалась подстроечным поршнем, расположенным в конце волновода. Джозефсоновский элемент включался в центральную жилу резонатора.

В качестве пленочных джозефсоновских элементов использовались мостики переменной толщины субмикронных размеров,

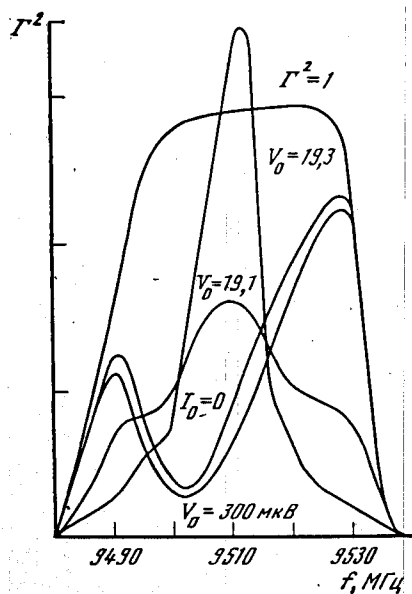


Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики резонатора, полученные при различных значениях тока и напряжения смещения (величины V_0 указаны цифрами). Для $V_0 = 19,1$ мкВ и $V_0 = 19,3$ мкВ уровень входного сигнала уменьшен на 5 и 10 дБ соответственно

изготовленные из олова, индия или ниобия по методике, разработанной В. П. Кошельком и описанной в работе [23]. Мостики имели сопротивление в нормальном состоянии $R \sim 0,1$ Ом.

Мы измеряли частотные зависимости коэффициента отражения Γ^2 по мощности резонатора при различных значениях тока I_0 и напряжения смещения V_0 на мостике; при этом мощность входного сигнала не превышала величины 10^{-12} Вт. Применение фильтров на всех проводах четырехточечной схемы и тщательная экранировка экспериментальной установки позволила снизить амплитуду флуктуационного тока до значения 1,5–2 мкА.

На рис. 5 показаны типичные зависимости $\Gamma^2(f)$, полученные при различных значениях I_0 и V_0 . Кривая $\Gamma^2 = 1$ соответствует отраженному сигналу в отсутствие резонатора. По мере увеличения V_0 резонансный провал на АЧХ трансформируется, и в области

усиления δV_0 появляется выгиб вверх, причем с ростом коэффициента отражения на резонансной частоте $\Gamma_{\text{рез}}^2$ полоса усиления Δf уменьшается примерно как $\Gamma_{\text{рез}}^{-1}$. Подобное поведение $\Gamma_{\text{рез}}^2$ и Δf при изменении степени регенерации является характерным для параметрических систем. Область усиления $\delta V_0 = 0,3$ мкВ ограничивается со стороны малых напряжений условием компенсации потерь в резонаторе эффектом регенерации сигнала, $R_0 = |\text{Re } Z|$, а в области больших напряжений — параметрическим возбуждением колебаний в резонаторе, наступающем при условии $|\text{Re } Z| \geq R_0 + R_c$ — здесь R_0 и R_c соответственно сопротивления потерь резонатора и связи резонатора с СВЧ-трактом. Экспериментально измеренный максимальный коэффициент усиления достигал величины 20 дБ. Измеренная величина эффективности усиления $\epsilon = \Gamma_{\text{рез}}^2 \Delta f / f_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ не намного отличается от теоретической [24] $\epsilon_{\text{теор}} = 2R_c / \rho \sim 10^{-2}$ (здесь f_0 — резонансная частота при переходе мостика в нормальное состояние, ρ — волновое сопротивление резонатора). Коэффициент усиления уменьшался вдвое при увеличении мощности входного сигнала до 10^{-11} Вт; при этом на ВАХ мостика появлялась первая джозефсоновская ступенька тока.

Таким образом, при выполнении соответствующих условий нам удалось реализовать и в джозефсоновских пленочных элементах — мостиках переменной толщины, одночастотное параметрическое усиление с самонакачкой — новое явление, до сих пор не наблюдавшееся в подджозефсоновских параметрических системах. Однако в данном случае при использовании мостиков температурная область усиления $\Delta T = T_c - T$ не превышает 0,2 К, вероятнее всего из-за влияния неравновесных электронов в пленке мостика [25]. Это означает, что для улучшения свойств подобных усилителей предпочтительнее не просто уменьшать рабочую температуру элемента, но одновременно понижать критическую температуру T_c области слабой связи, т. е. уменьшая уровень шумов, сохранить хорошие усилительные свойства, оставаясь в температурной области вблизи T_c .

Параметрические усилители с использованием эффекта невырожденной одночастотной параметрической регенерации являются примером СВЧ джозефсоновских систем с самонакачкой. Режим с самонакачкой составляет неоспоримое преимущество СВЧ джозефсоновских приборов, однако в обычных условиях его применение оказывается затруднительным из-за малой мощности генерации (и, следовательно, малого динамического диапазона СВЧ-устройств), относительно широкой полосы генерации, определяемой уровнем флуктуаций в системе, и сложности согласования джозефсоновских структур с внешними электродинамическими системами. Этих трудностей можно хотя бы частично избежать при применении системы N-переходов, включенных по СВЧ последовательно, а по постоянному току параллельно (такое включение позволяет одновременно уменьшить емкость джозефсоновской структуры, т. е. увеличить высокочастотный предел подобных устройств). Для этих целей наиболее перспективными считаются туннельные переходы, шунтированные сопротивлением. Они обладают достаточной стабильностью параметров, однозначной (безгистерезисной) ВАХ, относительно высоким значением характерного напряжения V_c ; их свойства вполне соответствуют предсказанным согласно резистивной модели. Пример такого шунтированного туннельного перехода и его ВАХ приведен на рис. 6 [26]. Последовательности подобных переходов в дальнейшем предполагается использовать для разработок джозефсоновских усилителей и смесителей, обладающих рядом преимуществ по сравнению с устройствами на основе единичных переходов: улучшенными частотными характеристиками, большим динамическим диапазоном, меньшими потерями при СВЧ-согласовании и т. п.

Джозефсоновские смесители миллиметрового диапазона длин волн

Исследование преобразования частоты СВЧ-сигналов и разработка чувствительных смесителей миллиметрового диапазона длин волн является одним из важных направлений развития современ-

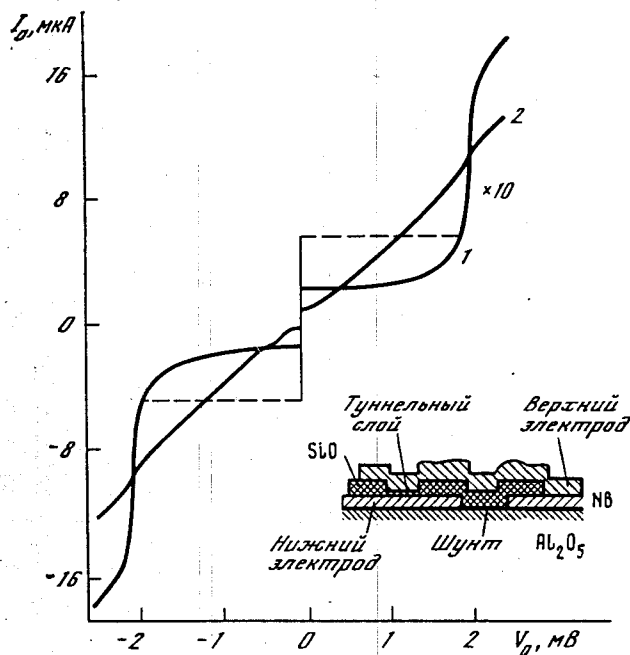


Рис. 6. ВАХ туннельного джозефсоновского перехода

1 — без шунта;
2 — с шунтом.
На вставке показана структура шунтированного туннельного перехода

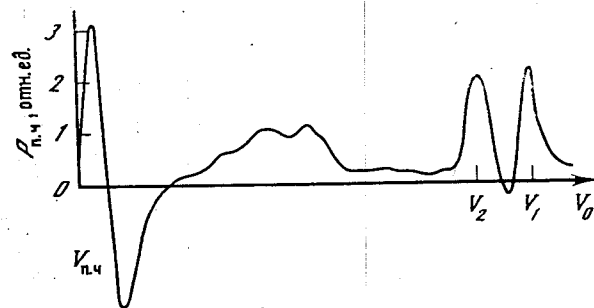


Рис. 7. Зависимость сигнала промежуточной частоты от напряжения смещения на СТК в режиме с самонакачкой

ной СВЧ-сверхпроводниковой электроники. Возможности работы в режиме с самонакачкой или с малым ($\sim 10^{-9}$ Вт) гетеродинным сигналом в режиме с внешней накачкой обеспечивают перспективность использования джозефсоновских смесителей в высокочувствительных супергетеродинных приемных устройствах.

Ранее [27] было показано, что в режиме с самонакачкой преобразованный сигнал имеет максимальные значения при напряжениях смещения

$$V_{1,2} = \frac{h}{2e} (f_s \pm f_{п.ч}), \quad (3)$$

где f_s — частота сигнала, $f_{п.ч}$ — промежуточная частота. Мы наблюдали и исследовали особенности преобразования частоты в режиме «самонакачки», не отмеченные ранее в литературе. Исследо-

валась зависимость мощности преобразованного сигнала $P_{п.ч}$ от напряжения смещения V_0 при $f_{п.ч} = 8,6$ ГГц, $f_s = 140$ ГГц. Эксперименты проводились на сверхпроводящих точечных контактах (СТК) ниобий—ниобий при 4,2 К с сопротивлением в нормальном состоянии не более 5 Ом. Выбор $f_{п.ч}$ в СВЧ-диапазоне и сравнительно малые значения R позволили провести детальный анализ зависимостей $P_{п.ч}$ (V_0) [28].

Было обнаружено, что кроме обычных пиков $P_{п.ч}$ при $V_0 = V_{1,2}$ на выходе синхронного детектора наблюдается двупольный пик $P_{п.ч}$ в области $V_{п.ч} = (h/2e) f_{п.ч}$ (рис. 7). При достаточно малой мощности сигнала P_s ($\sim 10^{-12}$ Вт) амплитуда последнего линейно зависела от P_s и была одного порядка величины с амплитудой пиков при $V_{1,2}$. При уменьшении сопротивления R двупольный пик обострялся и становился более симметричным.

В рамках известных механизмов преобразования частоты [4] не удается объяснить наличие двупольного пика $P_{п.ч}$ в области $V_0 \sim V_{п.ч}$ на выходе синхронного детектора. Было сделано предположение, что этот пик обусловлен проникновением собственной генерации СТК в тракт УПЧ. Действительно, при воздействии СВЧ-сигнала ВАХ и, следовательно, частота собственной генерации СТК f_V изменяются. Предположим, что в присутствии СВЧ-сигнала $f_V = f_{п.ч}$ при некотором токе смещения $I_0 = I_1$. Тогда для автономного контакта эти частоты совпадают при другом значении $I_0 = I_2$, а присутствие сигнала, изменяя ВАХ (при соблюдении режима задания тока) выводит f_V за полосу УПЧ.

Таким образом, огибающая сигнала на выходе УПЧ оказывается либо в фазе (при $I_0 = I_1$), либо в противофазе (при $I_0 = I_2$) с огибающей СВЧ-сигнала. Реально полоса собственной генерации СТК много больше полосы УПЧ, и сигнал на выходе фазового детектора пропорционален производной спектрального распределения собственной генерации по частоте.

Для проверки указанного предположения на выход широкополосного канала УПЧ были включены два идентичных детектирующих канала с фильтрами ПЧ, причем полосы пропускания фильтров в обоих каналах составляли 40...60 МГц, а центральные частоты отстояли на 550 МГц. Было обнаружено, что двупольные пики, получаемые на выходе этих каналов, смещены на соответствующее напряжение, что подтверждает сделанное предположение о природе появления двупольного пика.

Отсутствие упоминаний об описанном выше двупольном пике в литературе связано, по-видимому, с использованием существенно более низких ПЧ, поскольку мощность генерации СТК примерно пропорциональна ее частоте.

Вторая интересная особенность наблюдалась нами при изучении преобразования частоты сигналов в режиме с внешним гетеродином. До сих пор наиболее распространенным методом описания процесса преобразования частоты в СТК при режиме с внешним гетеродином является метод, известный из теории диодных преобразователей [29]; в работах [30, 31] была проанализирована

его применимость для случая СТК. Согласно [29, 31], сумму гармонических колебаний внешнего гетеродина $I_g \sin(2\pi f_g t)$ и слабого сигнала $I_s \sin(2\pi f_s t + \theta)$, $I_s \ll I_g$ при условии $|f_{п.ч}| = |f_g - f_s| \ll f_g \approx f_s$ можно представить в виде амплитудно-модулированного сигнала

$$I_s \sin(2\pi f_s t + \theta) + I_g \sin(2\pi f_g t) \approx [I_g + I_s \cos(2\pi f_{п.ч} t + \theta)] \sin(2\pi f_g t), \quad (4)$$

поскольку ввиду малости амплитуды сигнала относительно амплитуды гетеродина частотной модуляцией можно пренебречь. Если соотношение (4) выполняется, процесс преобразования частоты сводится к детектированию амплитудно-модулированного сигнала за счет деформации ВАХ СТК, причем, согласно [30, 31], собственная джоуфсоновская генерация в процессе преобразования частоты активно не участвует. Из работ [31, 32] следует, что при малых флуктуациях мощность сигнала промежуточной частоты должна иметь максимумы в областях максимального дифференциального сопротивления $(R_g)_{\max}$, т. е. в начале резистивной области ВАХ и вблизи краев ступеней тока, образованных на ВАХ сигналом гетеродина. Последнее значение справедливо при условии

$$\left| V_0 - \frac{nhf_s}{2e} \right| \gg \frac{h}{2e} |f_g - f_s|, \quad (5)$$

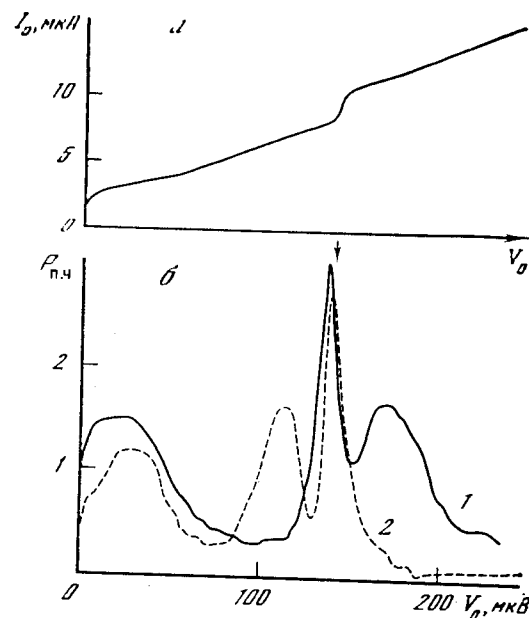
т. е. для областей, не слишком близких к ступеням тока; при этом значения $V_0 - nhf_s/2e$, соответствующие $(R_g)_{\max}$, существенно зависят от уровня флуктуаций в системе (в выражении (5) n — номер ступени тока).

Неравенство (5) труднее реализовать, если в качестве $f_{п.ч}$ выбрана достаточно высокая частота и амплитуду флуктуационного тока I_{fl} удастся уменьшить до такой степени, что величина $V_{fl} = I_{fl} R_g$ становится сравнимой или даже меньше $hf_{п.ч}/2e$. В первом случае имеет смысл использовать малошумящие УПЧ, во втором — выбрать рабочую точку с большим R_g . Оба эти обстоятельства позволяют снизить шумовую температуру, приведенную ко входу преобразователя, однако оставалось неясным, насколько корректным в этом случае является использование выводов работ [30, 31].

Мы провели экспериментальные исследования преобразования колебаний 4- и 2-миллиметровых диапазонов при достаточно малом уровне наводок в системе ($I_{fl} \approx 2$ мкА). Использовались СТК ниобий—ниобий с величинами $R = 0,5 - 30$ Ом, критическими токами $I_c = 3 - 200$ мкА и характерными напряжениями $V_c = 40 - 600$ мкВ. Снимались зависимости сигнала ПЧ $P_{п.ч}$ от напряжения смещения на СТК.

Было обнаружено, что в присутствии сигнала гетеродина P_g , кроме соответствующих теории [4] пиков $P_{п.ч}$ у краев ступеней и сверхтока, в области постоянного напряжения смещения $V_s = hf_s/2e$ появляется дополнительный пик, т. е. поведение P (V_0)

Рис. 8. ВАХ СТК при воздействии гетеродина и сигнала, $I_c = 3$ мкА, $V_c = 40$ мкВ (а) и зависимость сигнала промежуточной частоты $P_{п.ч}$ от напряжения смещения V_0 (б) при частоте сигнала $f_s = 72$ ГГц $> f_g$ и $f_s = 54$ ГГц $< f_g$. $P_{п.ч}$ в относительных единицах



существенно зависит от знака разности $f_s - f_g$. В наших условиях разделение пика $P_{п.ч}$ вблизи края ступени тока и дополнительного пика наблюдалось только для относительно низкоомных СТК (с $R < 20$ Ом) с величиной $V_c < hf_{s,g}/2e$. Сказанное иллюстрирует рис. 8, на котором приведены зависимости $P_{п.ч}$ (V_0) при двух значениях частоты сигнала. Видно, что помимо обычных максимумов $P_{п.ч}$ (в данном случае максимумы $P_{п.ч}$ у краев первой ступени тока сливаются в единый максимум при $V_s = hf_s/2e$) имеется дополнительный максимум $P_{п.ч}$ при V_s , причем смещение частоты сигнала на $2f_{п.ч}$ смещает его положение на величину $2V_{п.ч}$.

При проведении дальнейших исследований было выяснено, что появление аномального отклика связано с частичной синхронизацией собственной генерации СТК сигналом [33]. Действительно, при положении рабочей точки в области, соответствующей частоте сигнала, на входе детектора (характеристика которого при этом предполагается близкой к квадратичной) имеется сумма двух сигналов ПЧ. Первый из них представляет результат взаимодействия колебаний гетеродина и собственной генерации; второй — колебаний гетеродина и сигнала. При этом первый имеет широкий спектр (шумовой сигнал) и не промодулирован по ПЧ; второй имеет узкий спектр и промодулирован по ПЧ. На выходе детектора, кроме компонент, соответствующих первому и второму сигналам в отдельности, появляется третья компонента, пропорциональная их функции взаимной корреляции. При положении рабочей точки в области, соответствующей зеркальной частоте, частичная синхронизация собственной генерации сигналом, а, следовательно,

и их взаимная корреляция отсутствуют, и третья компонента обращается в нуль.

Указанные особенности преобразования учитывались при создании в ИРЭ АН СССР супергетеродинного радиометра 2-миллиметрового диапазона длин волн с джозефсоновским смесителем на входе, работающим в режиме с внешней накачкой [34].

Радиометр был выполнен по модуляционной схеме с диаграммным переключателем на входе [35] (прямые потери 0,5 дБ). Для уменьшения потерь входной тракт был изготовлен из круглых сверхразмерных волноводов диаметром 19,6 мм. На рис. 9 приведен схематический чертеж смесительной камеры. Как и в предыдущих экспериментах, использовались прижимные СТК из ниобия с величинами $R = 15-80$ Ом и $V_c = I_c R = 300-600$ мкВ.

Контактирование осуществлялось после помещения смесительной камеры в сосуд Дьюара, заполненный жидким гелием. Формирование СТК и подбор его параметров производились при помощи тяги, выведенной на капку сосуда Дьюара. Тяга приводила в движение пару параллелограммных пружин, жестко связанную с иглой. Применение параллелограммной пары обеспечивало как

Рис. 9. Схематическое изображение смесительной камеры

1 — сигнальный волновод; 2 — гетеродинный волновод; 3 — дифференциальный винт; 4 — параллелограммные пружины; 5 — мишень; 6 — держатель иглы; 7 — поршень; 8 — V-образная пружина.

На вставке показана ВАХ типичного сверхпроводящего точечного контакта, использовавшегося в радиоастрономических наблюдениях

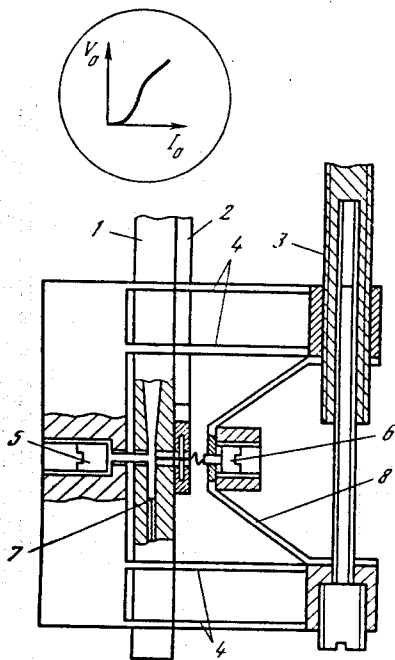
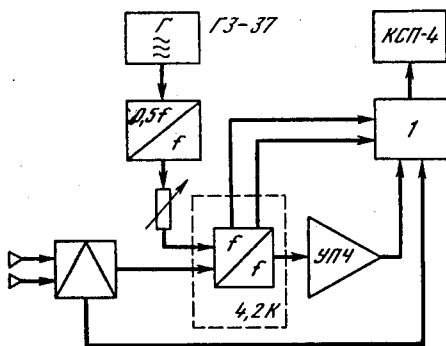


Рис. 10. Блок-схема радиометра 2-миллиметрового диапазона

1 — схема задания рабочей точки, объединенная с низкочастотной частью модуляционного радиометра



плавность контактирования электродов, так и защиту СТК от внешних механических воздействий (ударов).

На рис. 10 приведена блок-схема радиометра. В качестве гетеродина использовался полупроводниковый удвоитель частоты, питаемый от стандартного генератора 4-миллиметрового излучения. Гетеродинное излучение подводилось к СТК по отдельному тракту. Связь между трактами сигнала и гетеродина осуществлялась только за счет протекания тока через СТК, т. е. была сведена к минимуму. Последнее обстоятельство уменьшало глубину паразитной модуляции излучения гетеродина на входном модуляторе радиометра. При полной заливке 10-литрового транспортного гелиевого сосуда Дьюара, в который помещалась смесительная камера, обеспечивалась возможность непрерывной работы в течение двух суток. Эта продолжительность отнюдь не является предельной и может быть, если это необходимо, увеличена, по крайней мере, на порядок за счет уменьшения теплопроводности передающих СВЧ-трактов и использования сосуда Дьюара большой емкости, допускающего возможность периодического долива жидкого гелия в процессе работы.

Низкочастотная часть модуляционного радиометра была конструктивно объединена со схемой задания рабочей точки (СЗРТ). СЗРТ обеспечивала как наблюдение ВАХ СТК на осциллографе (частота свипирования 90 Гц), так и запись их на двухкоординатном самописце (период свипирования от 10 с до 40 мин). При этом СЗРТ позволяла независимым образом регулировать амплитуды переменной и постоянной составляющих тока, протекающего через СТК. На вставке к рис. 9 показана ВАХ типичного СТК, использовавшегося в радиоастрономических наблюдениях. Для подавления паразитного режима «модуляция—демодуляция» [36] работа смесителя осуществлялась в режиме задания постоянного напряжения на СТК, что обеспечивалось схемой низкочастотного шунтирования СТК, встроенной в СЗРТ.

В качестве УПЧ использовался транзисторный усилитель с шум-фактором ≈ 3 дБ и полосой усиления $\Delta f_{п.ч} \approx 200-400$ МГц. Относительно низкая величина $f_{п.ч}$ позволяла производить все измерения только в двухполосном режиме. Для уменьшения влияния фона и подавления «ложных» сигналов на частотах, кратных частоте сигнала, непосредственно перед смесителем устанавливалась резонансная диафрагма [36]. Регистрация сигнала производилась при помощи самописца КСП-4, включенного на выходе синхронного детектора.

В процессе лабораторных испытаний радиометра измерялась температурная флуктуационная чувствительность $\Delta T_{\text{н}}$. Измерения производились при помощи двух согласованных нагрузок, пристыкованных ко входам диаграммного переключателя. Одна из нагрузок имела постоянную температуру 290 К, температура другой изменялась от 290 до 77 К. Измеренная при этом величина отношения сигнал/шум соответствовала $\Delta T_{\text{н}}$, приведенной ко входу диаграммного переключателя, равной 0,2—0,3 К при по-

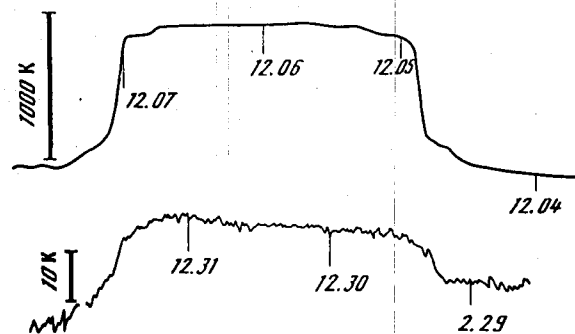


Рис. 11. Записи прохождения источников радиоизлучения через диаграмму направленности телескопа

а — центральный скан Солнца на волне 2,2 мм, полученный на РТ-25 $\times$ 2 28. ИП 1979 г., $T_{CA} = 1424$ К (антенная температура Солнца); б — центральный скан Луны на волне 2,2 мм, полученный на РТ-25 $\times$ 2 29. ИП 1979 г., $T_{LA} = 39$ К (антенная температура Луны)

стоянной времени 1 с для подавляющего большинства контактов. Лучшая зафиксированная величина ΔT_H составляла 0,12 К, что не уступает чувствительности лучших современных супергетеродинных приемников 2-миллиметрового диапазона [37], в которых, однако, применяются УПЧ, имеющие в 4–5 раз меньшую шумовую температуру.

Полевые испытания радиометра проводились на радиотелескопе РТ-25 $\times$ 2 ИПФ АН СССР (г. Горький). Уровень порогового сигнала на антенне составлял 0,3 К. Некоторое ухудшение чувствительности относительно измеренной в лабораторных условиях объясняется потерями, вносимыми облучателями антенны.

За время испытаний радиометра были проведены измерения радиоизлучения Солнца, Луны и атмосферы. На рис. 11 приведены центральные сканы — записи прохождения источников радиоизлучения через диаграмму направленности телескопа (Солнца и Луны соответственно). По этим данным была оценена яркостная температура Солнца на волне 2,2 мм [34] (при этом Луна использовалась в качестве эталона излучения).

Поскольку в описанном радиометре основным в суммарном шуме приемника был вклад УПЧ, дальнейшее увеличение чувствительности радиометра связано прежде всего с использованием УПЧ с меньшей величиной шум-фактора. Радикальное улучшение чувствительности (до $\Delta T_H \sim 0,02$ –0,03 К) возможно при использовании охлаждаемых УПЧ на основе полевых транзисторов или мазеров.

SIS-смесители миллиметрового диапазона длин волн в режиме квазичастичного туннелирования

В последнее время была продемонстрирована перспективность применения сверхпроводников туннельных переходов в качестве элементов приемных СВЧ-устройств [38]. Это связано с возможностью реализации чрезвычайно высокой крутизны ВАХ переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (SIS) вблизи на-

пряжения, соответствующего сумме энергетических щелей сверхпроводников, образующих переход. Высокая крутизна реализуется на «квазичастичной» ветви ВАХ, существование которой обусловлено туннелированием через слой изолятора одночастичных возбуждений — квазичастиц. Поскольку в SIS-переходах вероятность туннелирования куперовских пар и квазичастиц одинаковым образом зависят от условий и параметров области слабой связи, квазичастичная нелинейность наиболее сильно проявляется в переходах, обладающих хорошими джозефсоновскими свойствами. Ранее было показано [39], что квантовые эффекты оказываются преобладающими в SIS-смесителях с квазичастичным туннелированием при выполнении условия

$$I_0(V_0 + hf_S/e) - I_0(V_0) \gg I_0(V_0) - I_0(V_0 - hf_S/e), \quad (6)$$

где $I_0(V_0)$ — постоянный ток квазичастиц, V_0 — напряжение смещения. Существенным является возможность реализации при выполнении условия (6) режима преобразования с усилением и достижения чрезвычайно малой шумовой температуры смесителя — близкой к квантовому пределу $T_N \approx hf_S/k \ln 2$.

Мы использовали Nb — Nb_xO_y — Pb + Bi туннельные переходы, изготовленные по методике, подробно обсуждавшейся в работах [26, 40]. Поперечные размеры перехода варьировались в пределах от 10×10 мкм² до 3×3 мкм². Типичная ВАХ такого перехода была показана на рис. 6. Об отсутствии закороток в SIS-переходе и однородности слоя окисла свидетельствовала зависимость критического тока от магнитного поля. Для измерений ВАХ использовалась специально разработанная система автоматизированного измерения параметров на базе мини-ЭВМ и интерфейсов связи в стандарте КАМАК. Измерения проводились в интерактивном режиме, экспериментатор мог быстро менять пределы измерения, шаг по току, число измерений в каждой точке. Результаты измерений выводились на графический дисплей и при необходимости копировались на графопроектор.

Исследованные SIS-переходы обладали хорошей стабильностью: изменение R при одном температурном перециклировании не превышало 2%, при этом величина V_C оставалась постоянной. Поскольку при понижении температуры нелинейность ВАХ возрастала, все измерения были выполнены при $T = 1,5$ К. Оцененная из вида ВАХ квантовая токовая чувствительность SIS-перехода достигала ~ 4500 А/Вт для частоты 50 ГГц.

При проведении СВЧ экспериментов SIS-переход размещался в центре сечения 8-миллиметрового волновода, в E -плоскости. Микроволновая система имела регулировочный короткозамыкающий поршень и подстроечный штырь. СВЧ-сигналы с частотой ~ 50 ГГц от двух раздельных генераторов (с разводкой >40 дБ) вводились в криостат с помощью волновода из нержавеющей стали. Сигнал промежуточной частоты выводился коаксиальным 75-омным кабелем и подавался на УПЧ с шумовой температурой

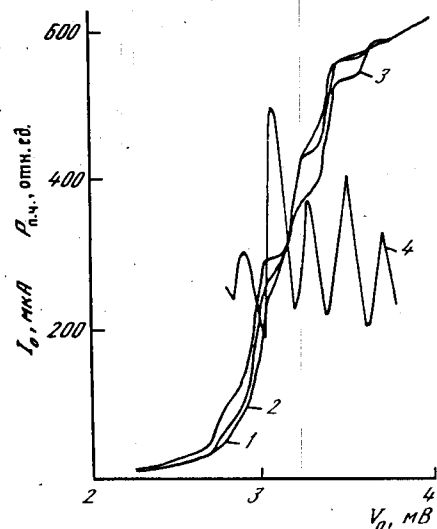


Рис. 12. ВАХ SIS -перехода при воздействии гетеродинного сигнала различной мощности (1—3). Кривая 4 — зависимость сигнала промежуточной частоты от напряжения смещения для гетеродинного сигнала, соответствующего ВАХ 3

70 К, коэффициентом усиления 60 дБ и шириной частотной полосы 45 МГц (с центральной частотой ~ 50 МГц).

На рис. 12 показана ВАХ SIS -перехода при воздействии гетеродинного сигнала различной мощности. Отчетливо видны ступени квазичастичного тока, разделенные по напряжению на величину $hf_g/e \approx 200$ мкВ и располагающиеся в области квази-

частичной ветви ВАХ вблизи целевой особенности. Сигнал промежуточной частоты $P_{п.ч}$ имеет гребенчатую структуру с пиками, локализованными в центральных частях областей ВАХ между ступенями квазичастичного тока. Показанная на рис. 12 зависимость $P_{п.ч}(V_0)$ получена для мощности гетеродинного сигнала $P_g \approx 10^{-9}$ Вт и соответствует ВАХ — кривой 3 на этом же рисунке. Измеренные в этих условиях потери преобразования SIS -смесителя в однополосном режиме составляли $L = (4 \pm 3)$ дБ.

Полученные данные свидетельствуют о том, что SIS -переходы на основе ниобия вполне пригодны для использования в высокочувствительных приемных устройствах миллиметрового диапазона длин волн, причем их свойства определяются квантовыми эффектами. Как и в случае СВЧ джозефсоновских устройств, дальнейшие перспективы их развития и улучшение характеристик связываются с использованием последовательностей SIS -переходов. Последнее обстоятельство дает возможность улучшить согласование SIS -структуры с внешними СВЧ- и ПЧ-системами, увеличить мощность насыщения и, следовательно, расширить динамический диапазон смесителей; улучшить сигнальные параметры смесителей, не ухудшая одновременно их шумовые свойства.

Из вышесказанного следует, что сверхпроводниковые приемные устройства различных типов обладают чувствительностью, превосходящей чувствительность СВЧ-приемников, основанных на иных физических принципах. Тем не менее потенциальные возможности сверхпроводниковых приемных устройств далеко не исчерпаны. По оценкам, чувствительность приемников можно улучшить, по крайней мере, на один — два порядка. Большие, не реализованные к настоящему времени возможности связаны с активным использованием собственной джозефсоновской генерации. Весьма интересными и перспективными представляются исследо-

вания нелинейных волновых процессов в распределенных сверхпроводниковых слоистых структурах и последовательностях (или двумерных решетках) SIS -переходов малых размеров и использования их в системах преобразования и регистрации слабых СВЧ-сигналов. Важное место занимают разработка новых пленочных сверхпроводниковых слабосвязанных структур (типа сверхпроводник—полупроводник—сверхпроводник, туннельных переходов и мостиков различных модификаций), обладающих стабильными параметрами, надежностью, устойчивостью к многократным термическим перецикливаниям и внешним воздействиям, при изготовлении которых можно использовать современные технологические методы микроэлектроники. Этот круг вопросов составляет одно из основных направлений исследований в области СВЧ сверхпроводниковой электроники, выполняемых в ИПЭ АН СССР.

Литература

- Кулик И. О., Янсон П. К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970.
- Надь Ф. Я. // Приборы и техника эксперимента. 1975. № 1. С. 7.
- Волков А. Ф., Заварицкий П. В., Надь Ф. Я. // Электронные устройства на основе слабосвязанных сверхпроводников / Под ред. Н. В. Заварицкого. М.: Сов. радио, 1978.
- Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Сов. радио, 1978.
- Pedersen N. F. // SQUID'80 / Ed. H.-D. Nahlbohm. B.; N. Y.: Gruyter. 1980. 739 p.
- Дивин Ю. Я., Надь Ф. Я. // Физика низких температур. 1978. Т. 4. С. 1105.
- А. с. 723878 СССР, МКИ J 01: P 21/12. Сверхвысокочастотная детекторная секция / Дивин Ю. Я., Надь Ф. Я. Опубл. 25.03.80.
- Северюкова Л. М. // Тр. НИИ ядерной физики, электроники и автоматики. М.: Атомиздат, 1975. Вып. 5. С. 3.
- Дивин Ю. Я., Малов А. Д., Надь Ф. Я. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. С. 1875.
- Завалеев В. П., Лихарев К. К. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. С. 1268.
- Divin Yu. Ya., Nad'F. Ya. // IEEE Trans. Magn. 1979. Vol. 15. P. 450.
- Антенны / Пер. с англ. под ред. А. Н. Шнурова. М.: Сов. радио, 1951.
- McCumber D. E. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 3113.
- Излучательные свойства твердых материалов. Справочник / Под ред. А. Е. Шейнфелда. М.: Энергия, 1974.
- Дивин Ю. Я., Жуков А. И., Надь Ф. Я. и др. // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. С. 1702.
- Антох Е. В., Дивин Ю. Я., Заболотный В. Ф., Надь Ф. Я. // Астрон. журн. 1978. Т. 55. С. 888.
- Антох Е. В., Дивин Ю. Я., Заболотный В. Ф., Надь Ф. Я., Юдин Б. Ф. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 216.
- Вистаки А. И., Губанков В. И., Кузьмин Л. С., Лихарев К. К., Мигулин В. В. // Радиотехника и электроника. 1972. Т. 17. С. 896.
- Вистаки А. И., Губанков В. И., Кузьмин Л. С., Лихарев К. К., Мигулин В. В., Спицын А. М. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 284.
- Вистаки А. И., Губанков В. И., Кузьмин Л. С., Лихарев К. К., Мигулин В. В. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. С. 1706.
- Вистаки А. И., Губанков В. И., Кузьмин Л. С., Лихарев К. К., Мигулин В. В. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 28. С. 1530.
- Губанков В. И., Кошелев В. П., Овсянников Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 3. С. 823.

23. Губанков В. П., Кошелец В. П., Овсянников Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 489.
24. Vystavkin A. N., Gubankov V. N., Kuz'min L. S., Likharev K. K., Migulin V. V., Semenov V. K. // Rev. Phys. Appl. 1974. Vol. 9. P. 79.
25. Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1340.
26. Gubankov V. N., Konstantinyan K. I., Koshelets V. P., Ovsyannikov G. A., Vystavkin A. N. // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. 19. P. 968.
27. Taur J., Classen I. H., Richardes P. L. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 24. P. 15.
28. Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Дьяков В. П. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. С. 198.
29. Иаюмов Н. М. Преобразование частоты. М.: Энергия, 1965.
30. Grimes C. C., Shapiro S. // Phys. Rev. 1968. Vol. 169. P. 397.
31. Auracher F., Duzer T. van // Phys. Rev. Appl. 1974. Vol. 9. P. 233.
32. Лихарев К. К., Семенов В. К. // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. С. 2167.
33. Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Дьяков В. П., Спицын А. М. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. С. 2641.
34. Аблязов В. С., Андреев С. А., Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Дьяков В. П., Жуков А. И., Кисляков А. Г., Рулев К. А., Тарасов М. А., Турыгин С. Ю., Чернышев В. И. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. С. 167.
35. Есепкина И. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. И. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
36. Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Дьяков В. П., Тарасов М. А. // Препринт. М.: ИРЭ АН СССР. 1979. № 21(277).
37. Cong H. I., Kerr A. R., Matlack R. J. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1979. Vol. 27. P. 245.
38. IEEE Trans. Electron. Devices. 1980. Vol. 27, N 10.
39. Tucker J. R., Millea M. F. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 14. P. 2826.
40. Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Константиныан К. И., Кошелец В. П., Обухов Ю. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 1637.

УДК 621.316.592.0+530.2+621.373.820

Получение новых материалов для твердотельной электроники

В. Ф. ДВОРЯНКИН, И. М. КОТЕЛЯНСКИЙ, В. Б. КРАВЧЕНКО,
Я. С. САВИЦКАЯ, В. В. ШЕМЕТ

Материалы с новыми свойствами, а также новые методы модификации свойств и обработки известных материалов необходимы для создания новых устройств твердотельной электроники и улучшения характеристик известных устройств. Данная работа является обзором результатов, полученных в ИРЭ АН СССР в области создания и изучения материалов для твердотельной электроники за последние годы.

Большое внимание уделяется сейчас тонким полупроводниковым пленкам соединений типа A^3B^5 и A^2B^6 и сложным эпитаксиальным структурам на основе этих соединений. Для их получения применяются методы газовой эпитаксии с использованием

хлоридных и МОС-гидридных систем, жидкофазной эпитаксии, а также вакуумного напыления, включая молекулярно-пучковую эпитаксию.

Хлоридные системы традиционно используются в ИРЭ АН СССР для получения высококачественных эпитаксиальных слоев соединений A^3B^5 .

В настоящее время проводится выращивание эпитаксиальных слоев фосфида индия в системе $In-PCl_3-H_2$. Получены пленки In_2P с подвижностью электронов $4000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К, $25\,000 - 30\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 77 К и концентрацией носителей тока $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [1].

Широкое применение для получения полупроводниковых соединений типа A^2B^6 и A^3B^5 находит метод химического газифазного осаждения с использованием элементоорганических соединений II, III и VI групп и гидридов V; VI групп периодической системы в качестве исходных материалов (МОС-гидридный метод).

В ИРЭ МОС-гидридный метод был использован для получения гетероструктур $GaAs-(Ga, Al)As$ для фотокатодов с отрицательным электронным сродством. В результате проведенных исследований была разработана технология получения гетероструктур с хорошей однородностью по свойствам на большой площади (в отличие от метода жидкостной эпитаксии). Изготовленные фотокатоды имели достаточно высокую интегральную чувствительность [2].

Были проведены исследования закономерностей роста легированных железом эпитаксиальных слоев фосфида индия в системе эфират триметилиндия—фосфин—водород—треххлористое железо. Изучены электрофизические свойства эпитаксиальных слоев InP , выращенных на полужолирующих подложках $\{100\} GaAs$ и $\{100\} InP$. Высокоомные слои InP имели удельное сопротивление $\sim 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Методика получения таких слоев была применена для выращивания полосковых мезоструктур, используемых для получения встроенных излучателей, работающих в диапазоне длин волн $1,30 - 1,55 \text{ мкм}$ [3].

При выращивании слоев InP на подложках $\{100\} GaAs$ в системах $In-PCl_3-H_2$ и $(CH_3)_3InO(C_2H_5)_2 + PH_3 + H_2$ было обнаружено с помощью методов рентгеновской дифрактометрии и Оже-спектроскопии образование твердого раствора $In_xGa_{1-x}P_yAs_{1-y}$ за счет взаимодействия компонентов газовой фазы с подложкой.

В ИРЭ впервые в СССР были начаты систематические работы по применению МОС-гидридного метода для выращивания эпитаксиальных структур на основе соединений A^2B^6 . Разработана технология получения зеркально-гладких монокристаллических слоев CdS , $CdSe$, $CdTe$, ZnS , $ZnSe$ [5—9]. Преимущества метода проявились наиболее ярко при решении ряда конкретных практических задач. Так, например, выращены гетероструктуры $CdSe | CdS | GaP$ с резкими экситонными линиями в спектре поглощения $CdSe$. На этой гетероструктуре создан лабораторный макет элемента оперативной оптической памяти с низкой энер-

гией записи [10]. На полученной МОС-гидридным методом композиционной структуре, состоящей из ферромагнитной подложки со слоем светочувствительного полупроводника CdSe, показана возможность оперативного управления дисперсионными характеристиками линии задержки (изменение времени задержки до 25%) [11]. Разработана технология выращивания на GaAs (100) эпитаксиальных слоев ZnS, ZnSe с зеркально-гладкой поверхностью, имеющих толщину 10—15 мкм. Слои ZnSe были использованы для изготовления мишеней сканирующих лазеров с продольной и поперечной накачкой электронным пучком. Получена генерация лазера в сине-голубой области, причем значения пороговых токов близки к лучшим значениям для объемных монокристаллов ZnSe [12, 13].

В течение ряда лет в ИРЭ АН СССР проводились работы по получению пленок оксидов с помощью пиролиза элементоорганических соединений, в частности ацетилацетонатов металлов. Таким путем получены пленки оксида алюминия для волноводных CO_2 -усилителей с разрядной трубкой повышенной мощности [14] и для датчиков давления [15]. Получены пиролитические пленки оксида индия, легированной оловом [16]. Такие пленки могут использоваться как прозрачные электроды и селективные отражающие покрытия [17].

В результате исследований, проведенных совместно с учеными Саратовского госуниверситета, была показана возможность применения пиролитических пленок VO_2 для переключения и ограничения СВЧ-мощности, для визуализации СВЧ-излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [18]. Использование пленок VO_2 основано на резком изменении свойств материала при фазовом переходе полупроводник—металл [19].

В этих пленках обнаружены и исследованы явления, играющие важную роль в системах, находящихся вдали от термодинамического равновесия [20—22].

Среди вакуумных методов получения полупроводниковых пленок сейчас весьма перспективным является метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволяющий в контролируемых условиях получать очень тонкие слои (вплоть до единиц нанометров) с резкой границей между пленкой и подложкой с резкими p — n -переходами. Методом МПЭ на установке МВЕ-500 фирмы «Рибер» (Франция) получены автоэпитаксиальные слои {100} GaAs толщиной 0,2—1 мкм, легированные оловом ($5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \leq n \leq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [23]. Химический состав и структура поверхности исследовались *in situ* методами электронной Оже-спектроскопии (ЭОС), вторичной ионной масс-спектрографии и дифракции электронов высоких энергий на отражение.

При $n \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ методом ЭОС обнаружена избыточная концентрация Sn на поверхности выращиваемой пленки ($C_{\text{Sn}} \sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при $n \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Показана зависимость C_{Sn} и формы профиля по глубине эпитаксиального слоя от соотношения потоков As_4/Ga . Расчет полной упругой энергии E , возникающий

при вхождении атома Sn в вакансию Ga, показал, что, если принять ковалентный радиус атома Sn $R_{\text{Sn}} = 1,4 \text{ \AA}$, то $E = 0,07 \text{ эВ}$; при $R_{\text{Sn}} = 1,5 \text{ \AA}$ $E = 0,22 \text{ эВ}$. Можно полагать, что в поверхностной фазе олова Sn $R_{\text{Sn}} \geq 1,4 \text{ \AA}$. Поэтому для вхождения атома Sn в виде ионизированного донора в узел Ga решетки GaAs необходимо преодоление энергетического барьера, что может быть причиной аккумуляции атомов Sn на поверхности растущего слоя {100} GaAs.

При получении пленок пьезоэлектриков часто важна не столько высокая чистота материала, сколько однородность и совершенство пленки, возможность получения пленки на разных материалах и с разной ориентацией кристаллитов и достаточно высокая скорость осаждения. Здесь перспективным является метод реактивного осаждения в вакууме с использованием магнетрона. Таким путем были получены пьезоэлектрические пленки оксида цинка для различных акустоэлектронных устройств, где они используются в качестве преобразователей объемных и поверхностных акустических волн. Использование пленок ZnO позволяет применять в акустоэлектронике также и непьезоэлектрические материалы. Изучены особенности формирования кристаллической структуры пленок ZnO в планарной магнетронной распылительной системе и влияние условий получения и конструктивных элементов на структуру получаемых слоев [24].

Получение пленок путем напыления в вакууме было использовано в исследованиях, направленных на решение двух важных проблем пленочной микроэлектроники: изучение возможности принудительной ориентации полупроводниковой пленки на неориентирующей, в частности диэлектрической, подложке и снижение температуры формирования эпитаксиальных полупроводниковых слоев.

При решении первой проблемы использовались принципы искусственной эпитаксии, основанной на латеральном росте ориентированной пленки. На аморфной двуокиси кремния создавался определенный микрорельеф. На аморфной SiO_2 получены монокристаллические пленки кремния размером в несколько квадратных сантиметров с подвижностью носителей тока $700 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [25, с. 39].

Разработан способ получения монокристаллических пленок соединений A^3B^5 при температурах на 200—250° С ниже, чем при традиционных методах кристаллизации. Способ основан на проходящем при невысоких температурах почти безактивационном процессе твердофазной рекристаллизации аморфного (или весьма мелкокристаллического) осадка на границе с собственным монокристаллом. Для нанесения стехиометричного аморфного осадка используется лазерное испарение материала. Формирование монокристаллической пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на арсениде галлия происходило при температуре 300° С [25, с. 40]. Получены резкие низкоомные гетеропереходы и обнаружено резонансное туннелирование в двойных полупроводниковых барьерах [26].

Метод жидкофазной эпитаксии был использован для роста как полупроводниковых, так и диэлектрических пленок. Так, в системе (In, Ga) (As, P) на подложках из InP были выращены двойные гетероструктуры и исследованы их люминесцентные и фотоэлектрические свойства [27].

Подробно изучен процесс роста и свойства эпитаксиальных пленок магнитных висмутзамещенных гранатов с большой величиной фарадеевского вращения в системах (Y, Gd, Yb)_{3-x}Bi_x(Fe, Al)₅O₁₂ и (Pr, Gd, Yb)_{3-x}Bi_x(Fe, Al)₅O₁₂ [28—31].

Такие пленки перспективны для магнитооптических модуляторов и интегрально-оптических устройств. Найдены существенные отличия в процессах роста и свойствах пленок висмутсодержащих гранатов, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната с разной ориентацией — {111}, {110}, {100} [30—32]. Изучена сегрегация Bi, Pb, Pr в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов [33].

В последнее время большой интерес вызывают некоторые халькогениды переходных металлов (NbSe₃, TaS₃, NbS₃ и др.), обладающие в пайерлсовском состоянии особыми физическими свойствами, связанными с фазовым переходом. Эти свойства обусловлены квазиодномерной структурой таких соединений. TaS₃ является одним из таких немногих квазиодномерных соединений, обладающих в пайерлсовском состоянии соизмеримостью волны зарядовой плотности, что обуславливает его перспективность для радиофизических применений.

На основе исследования процесса кристаллизации разработана методика выращивания TaS₃ из газовой фазы в замкнутом объеме за счет либо медленного охлаждения паров, образовавшихся в том же объеме вследствие гетерогенной реакции между Ta и S, либо за счет их конденсации в более холодной зоне реакционного сосуда.

Изучено влияние основных технологических параметров на качество и электрофизические свойства кристаллов TaS₃ [37, 38]. Изучены особенности кристаллизации отдельных модификаций TaS₃ — орторомбической и моноклинной, и определены условия их получения.

Получены однородные по фазовому составу монокристаллы TaS₃ с ярко выраженными пайерлсовскими переходами в области температур: 210 К — для орторомбической и 150 и 240 К — для моноклинной модификации.

Предложена методика анализа чистоты фазового состава отдельных кристаллов по производной температурной зависимости сопротивления вблизи точек электронно-структурных переходов.

На примере ряда диэлектрических кристаллов — германата висмута Bi₁₂GeO₂₀, силиката висмута Bi₁₂SiO₂₀, гадолиний-галлиевого граната Gd₃Ga₅O₁₂, кристаллов твердого раствора ниобата бария стронция (НБС) (Ba, Sr)Nb₂O₆ были выяснены факторы, влияющие на формирование межфазной границы кристалл—расплав, и изучены дефекты, влияющие на оптическую однородность

кристаллов [39—41]. Было найдено, что выращенные в ИРЭ АН СССР кристаллы германата висмута, используемые в качестве элементов акустооптических модуляторов света, имеют весьма высокое оптическое качество [25, с. 50; 40].

В монокристаллах твердых растворов (Ba, Sr, Ca) Nb₂O₆ исследовалось электретное состояние и его связь со спонтанной поляризацией в области размытого фазового перехода [42]. Найдено, что электретный заряд возникает как при одновременном воздействии электрического поля и фотоактивного света (фотоэлектретный заряд), так и под действием только электрического поля (темновой электретный заряд). Обнаружено, что электретное состояние всегда возникает в процессе монодоменизации кристаллов. Температурная зависимость электретного заряда в области фазового перехода имеет тот же характер, что и температурная зависимость пьезозаряда. Поэтому поляризованное состояние в подобных сегнетоэлектриках в сегнетофазе является частично электретным. Электретные заряды обоих типов связаны со значительной инжекцией носителей при поляризации, особенно со стороны катода. Возникающее в результате инжекции неоднородное распределение электрического поля через электрооптический эффект значительно ухудшает оптическую однородность кристаллов, особенно в областях, прилегающих к электродам.

Исследованы оптические, электрооптические, термооптические и пьезоэлектрические свойства твердых сегнетоэлектрических растворов барий-стронций-кальциевых ниобатов в области размытого сегнето-электрического фазового перехода [43, 44]. Показано, что область фазового перехода достигает 150—200° С. Поляризованное состояние кристалла в области перехода является неустойчивым.

В той области температур, где у кристалла как целого возможно поляризованное состояние, зависимость поляризации от температур описывается функцией Ферми. Особенности температурного распределения поляризованного состояния непосредственно отражаются на температурной зависимости коэффициентов линейного электрооптического эффекта [44].

Разработана конструкция, изготовлен макет и исследованы характеристики низковольтного электрооптического дефлектора на ниобате лития [45]. Дефлектор выполнен в виде пластинки ниобата лития толщиной 30 мкм, наклеенной на стеклянную подложку с подходящим коэффициентом линейного термического расширения. Система электродов индуцирует в пластинке решетку из электрооптических призм. Порокключение в соседнюю точку с развязкой в 25 дБ обеспечивается при напряжении 6 В.

Исследовались электрооптические и фотоэлектрические свойства монокристаллов Bi₁₂SiO₂₀, легированных элементами II и III групп [46, 47]. При легировании Al, Ga и Ca в кристалле возникают дополнительные акцепторные уровни, в результате чего уровень Ферми при комнатной температуре располагается ниже уровня кремниевых вакансий, отвечающих за фотопроводимость и

оптическое поглощение в сине-зеленой области. Благодаря опустошению уровней кремниевых вакансий в кристаллах, легированных Al, Ga и Ca, удалось снизить оптическое поглощение на длине волны $\lambda = 440 \text{ нм}$ с $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ до 1 см^{-1} и на несколько порядков уменьшить фоточувствительность. Однако при легировании кристаллов Al и Ga значительно возрастает электрическая проводимость, в то время как при легировании Ca проводимость уменьшается до величины $10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. В кристаллах, легированных Ca, по сравнению с нелегированными, на 20% увеличивается электрооптическая эффективность в сине-зеленой части спектра за счет устранения экранирования внешнего поля фотовозбужденными носителями [47].

Проводилась работа по созданию элементов твердотельных устройств на известных диэлектрических кристаллах, главным образом ниобате лития, путем их последующей обработки. Для изготовления интегрально-оптических элементов в виде планарных и канальных волноводов, разветвителей оптических каналов модуляторов и дефлекторов на подложках из LiNbO_3 (ЛН) и LiTaO_3 (ЛТ) использовались два метода создания слоя с повышенным показателем преломления. В первом проводилась термическая диффузия из пленки титана, напыленной на поверхность подложки [48], во втором — ионный обмен лития на протон в расплаве бензойной кислоты [49]. Найдены оптимальные режимы получения волноводов и волноводных структур. Разработана методика расчета профилей волновода по спектру эффективных показателей преломления [50]. Изучены дисперсионные свойства литий-протон-обменных волноводов на ЛН и ЛТ в видимом и ИК-диапазоне в зависимости от условий получения [49]. Полученные волноводы имеют большое приращение показателя преломления (до 0,15), резкую границу со стороны подложки и на краю канального волновода, а также малую глубину. Сочетание этих свойств делает такие волноводы весьма перспективными для акустооптических устройств благодаря увеличению интеграла перекрытия оптических и акустических полей.

С использованием интерференционной засветки слоя фоторезиста и последующего ионно-лучевого травления созданы гофрированные решетки с субмикронным периодом 0,35—0,45 мкм на поверхности титан-диффузионных волноводов в ЛН [48, 51]. Получены периодические решетки и решетки с переменным периодом, способные фокусировать излучение, выводимое из волновода в пятно с радиусом $\sim 50 \text{ мкм}$.

Наряду с пленочными материалами и объемными кристаллами в ИРЭ АН СССР активно исследуются стеклообразные материалы для устройств твердотельной электроники. Здесь мы упомянем лишь об одной большой группе таких материалов — фосфатных лазерных стеклах. Обзор состояния исследований в этой области дан в [52—54]. Наиболее важными результатами наших работ последних лет для фосфатных стекол, активированных ионами неодима (длина излучения $\sim 1,05 \text{ мкм}$), является разработка эффек-

тивных способов упрочнения активных лазерных элементов из таких стекол [53, 55] и создание атермальных фосфатных стекол типа ЛГС-Т с повышенной термической прочностью [56, 57]. Это позволило в несколько раз увеличить среднюю мощность генерации лазеров импульсно-периодического действия на стекле при сохранении малой угловой расходимости лазерного излучения и получить лазеры с параметрами, близкими к полученным на кристаллах. При этом элементы из стекла имеют значительно меньшую стоимость и обеспечивают возможность массового выпуска [53].

Фосфатные стекла, активированные различными редкоземельными ионами, были использованы для фундаментальных исследований процессов переноса и диссипации энергии возбуждения [53, 58]. Стекла, соактивированные ионами Yb^{+3} и Er^{+3} , оказались весьма перспективным материалом для получения генерации в области 1,54 мкм как при ламповой накачке, так и при накачке излучением неодимовых лазеров [53, 59]. Один из способов дальнейшего повышения эффективности эрбиевых лазерных фосфатных стекол — использование в качестве сенсibilизатора иона Cr^{+3} [60].

Мы изложили основные результаты исследований в области создания новых материалов для твердотельной электроники, полученные за последние годы. Это направление активно развивается и призвано обеспечить дальнейший прогресс фундаментальных и прикладных работ в этой области электроники.

Литература

1. Белова Н. А., Дворянkin В. Ф., Скворцова П. Е. и др. Эпитаксиальные пленки фосфида индия для генерации СВЧ-колебаний. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1978. № 8(250), 37 с.
2. Балашова А. П., Дворянkin В. Ф., Ефанов А. С. и др. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 12. С. 2635.
3. Дворянkin В. Ф., Кожин В. В., Телегин А. А. и др. // III Всесоюз. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах: Тез. докл. Одесса: Одесский политехнич. ин-т, 1982. Т. 3. С. 10.
4. Дворянkin В. Ф., Кожин В. В., Телегин А. А. и др. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1982. Вып. 11 (192). С. 29.
5. Кузнецов П. И., Шемет В. В., Один П. Н., Новоселова А. В. // ДАН СССР. 1979. Т. 248, № 4. С. 879.
6. Кузнецов П. И., Дворянkin В. Ф., Шемет В. В. и др. // ДАН СССР. 1980. Т. 252, № 1. С. 115.
7. Кузнецов П. И., Шемет В. В., Один П. Н., Новоселова А. В. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1981. Т. 17, № 5. С. 791.
8. Кузнецов П. И., Журавлев Л. А., Один П. Н. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1982. Т. 18, № 6. С. 930.
9. Кузнецов П. И., Сафеев М., Шемет В. В. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1983. Т. 19, № 6. С. 875.
10. Кузнецов П. И., Поляков В. Н., Аидеева Л. А. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1980. Т. 16, № 6. С. 972.
11. Васьковский А. В., Зубков В. П., Кузнецов П. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 20. С. 1231.
12. Журавлев Л. А., Кузнецов П. И., Насибов А. С. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 9. С. 1887.
13. Боданин О. В., Журавлев Л. А., Кузнецов П. И. и др. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10, № 5. С. 1007.

14. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Кузнецов В. А., Рябова Л. А. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 11. С. 2456.
15. Пак С. П., Хан С. И., Богданов Ю. А., Рябова Л. А. // Всесоюз. конф. по получению покрытий из металлоорганических соединений: Тез. докл. Горький, 1974. С. 19.
16. Ryabova L. A., Salun V. S., Serbinov I. A. // Thin Solid Films. 1982. Vol. 92. P. 327.
17. Рябова Л. А., Салун В. С., Сербинов И. А. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52, № 5. С. 956.
18. Биленко Д. И., Жаркова Э. А., Рябова Л. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 24. С. 1457.
19. Биленко Д. И., Жаркова Э. А., Рябова Л. А. и др. // Там же. 1976. Т. 2, № 23. С. 1092.
20. Калафати Ю. Д., Сербинов И. А., Рябова Л. А. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29, № 10. С. 637.
21. Badics G., Serbinov I. A., Kalafati Yu. D. et al. // Phys. status solidi. A. 1981. Vol. 68. P. K. 101.
22. Калафати Ю. Д., Малахов Б. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, № 10. С. 486.
23. Дворянкина Г. Г., Дворянкин В. Ф., Петров А. Г. и др. // V Всесоюз. конф. по физико-химич. основам легирования полупроводниковых материалов: Тез. докл. М.: Ин-т металлургии им. А. А. Байкова. 1982. С. 135.
24. Котелянский И. М., Крикунов А. И., Лузанов В. А., Синельникова В. В. // Материалы XII Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Саратов, 1983, Ч. II. С. 231.
25. Аннотации и библиография научно-исследовательских работ ИРЭ АН СССР, 1982: Информ. материал. М.: ИРЭ АН СССР, 1983.
26. Шефтель Р. Н., Щербаков И. В. // VI Конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск. Ин-т неорган. химии СО АН СССР. Т. 1. С. 9.
27. Гуляев Ю. В., Дворянкин В. Ф., Кяргинская Л. Г. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52, № 6. С. 1244.
28. Алаева И. Г., Кравченко В. Б., Лисовский Ф. В. и др. // Кристаллография. 1977. Т. 22, № 4. С. 835.
29. Kravtchenko V. B., Desvignes J. M., Le Gall H., Cerceau J. M. // Mater. Res. Bull. 1970. Vol. 14, N 4. P. 559.
30. Алаева И. Г., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. и др. // VI Междунар. конф. по росту кристаллов: Расшир. тез. М., 1980. Т. 3. С. 328.
31. Алаева И. Г., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. и др. // Микроэлектроника. 1978. Т. 7, вып. 5. С. 406.
32. Алаева И. Г., Кравченко В. Б., Лисовский Ф. В. и др. // ФТТ. 1978. Т. 20, № 4. С. 1265.
33. Desvignes J. M., Cerceau J. M., Kravtchenko V. B., Le Gall H. // J. Cryst. Growth. 1982. Vol. 50. P. 132.
34. Алаева И. Г., Кравченко В. Б., Лисовский Ф. В. и др. // Микроэлектроника. 1978. Т. 7, № 5. С. 444.
35. Арзамасцева Г. В., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Филимонова Л. М. // ФММ. 1982. Т. 54, № 3. С. 478.
36. Арзамасцева Г. В., Лисовский Ф. В., Филимонова Л. М. // Новые магнитно материалы для микроэлектроники: VIII Всесоюз. школа-семинар: Тезисы докл. Донецк. Физ.-техн. ин-т АН УССР. 1982. С. 90.
37. Велосол Е. В., Латышев Ю. И., Савицкая Я. С., Фролов В. В. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1983. № 10 (365). 20 с.
38. Зыбцев С. Г., Латышев Ю. И., Савицкая Я. С., Фролов В. В. Препринт. М.: ИРЭ АН СССР, 1983. № 11 (366). 24 с.
39. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Куча В. В., Соболев А. Т. // Микроэлектроника. 1978. Т. 7, № 5. С. 412.
40. Кравченко В. Б., Куча В. В., Соболев А. Т. // Кристаллография. 1980. Т. 25, вып. 5, с. 1110.

41. Kopylov Yu. L., Kravtchenko V. B., Motseer V. P. // Krist. und Techn. 1979. Bd. 14, N 6. S. 607.
42. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ФТТ. 1981. Т. 23, № 8. С. 2394.
43. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ФТТ. 1982. Т. 24, № 4. С. 1200.
44. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. // ЖТФ. 1982. Т. 52, № 4. С. 803.
45. Дикаев Ю. М., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 9. С. 2030.
46. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Куча В. В. // Микроэлектроника. 1982. Т. 11, № 5. С. 477.
47. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Куча В. В., Соболев А. Т. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 4. С. 205.
48. Гуляев Ю. В., Дикаев Ю. М., Копылов Ю. Л. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, № 19. С. 1171.
49. Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Миргородская Е. Н., Бобылев А. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 10. С. 601.
50. Дикаев Ю. М., Копылов Ю. Л., Котелянский И. М. // Квантовая электрон. 1980. Т. 8, № 2. С. 279.
51. Гуляев Ю. В., Дикаев Ю. М., Копылов Ю. Л. и др. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10, № 4. С. 838.
52. Алексеев П. Е., Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е. и др. Лазеры на стекле. М.: ВИНТИ. 1978. С. 144. (Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника; Т. 18).
53. Алексеев П. Е., Гапонцев В. П., Жаботинский М. Е. и др. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980. 352 с.
54. Кравченко В. Б., Рудницкий Ю. П. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 4. С. 661.
55. Алексеев П. Е., Груздев В. В., Изышев А. А. и др. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 11. С. 2354.
56. Алексеев П. Е., Громов А. К., Изышев А. А., Кравченко В. Б. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9, № 3. С. 622.
57. Алексеев П. Е., Громов А. К., Изышев А. А. и др. // Оптические и спектральные свойства стекол: Тез. докл. V Всесоюз. симпози. Рига: Латв. ун-т им. П. Стучки, 1982. С. 75.
58. Гапонцев В. П., Громов А. К., Кравченко В. Б. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8, № 8. С. 1742.
59. Gapontsev V. P., Matitsin S. M., Izyshev A. A., Kravchenko V. B. // Opt. and Laser Technol. 1982. N 4. P. 189.
60. Gapontsev V. P., Gromov A. K., Isineev A. A. et al. // Intern. conf. lasers-82. Techn. digest. Hyatt regency. New Orleans (La.), 1982. P. 15.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Котельников В. А., Палатов К. И.</i> Исследования в области радиотехники и электроники, проведенные в ИРЭ АН СССР в 1979—1984 гг.	3
<i>Александров Ю. П., Дубровин В. М., Захаров А. И., Котельников В. А., Крымов А. А., Петров Г. М., Ржигза О. Н., Сидоренко А. И., Синило В. П., Соколов Г. А.</i> Создание радиолокационной карты планеты Венера	46
<i>Аганбекян К. А., Бабкин Ю. С., Загорин Г. К., Зражевский А. Ю., Ислаков И. А., Рукина А. Н., Соколов А. В., Сузюнин Е. В.</i> Ослабление и рассеяние миллиметровых волн в земной атмосфере и ее собственное излучение	69
<i>Арманд Н. А., Ефимов А. И., Яковлев О. И.</i> Радиофизические исследования турбулентной структуры межпланетной и околосолнечной плазмы	86
<i>Абрамов В. В., Базарный Е. М., Базаров Е. Н., Григорьянц В. В., Гуляев Ю. В., Жаботинский М. Е., Китаев А. Е., Лёвкин Л. В., Моршнев С. К., Потапов В. Т., Соколов А. В., Соснин В. П., Францесон А. В.</i> Особенности создания волоконно-оптических систем связи и датчиков	104
<i>Арманд Н. А., Шутко А. М.</i> Дистанционное определение влажностных свойств земных покровов радиотеплолокационными средствами. Проблемы, решения, использование в народном хозяйстве	118
<i>Кобзарев Ю. Б., Александров М. С., Бакленева З. М., Добряк Д. С., Епанечников В. А., Ремизов Л. Т.</i> Исследование помех естественного происхождения в диапазоне ОНЧ	132
<i>Кислов В. Я., Дмитриев А. С.</i> Нелинейная стохастизация колебаний в радиотехнических и электронных системах	154
<i>Калашиников С. Г., Кукушкин В. В., Любченко В. Е.</i> Полупроводниковые элементы в приемниках и источниках излучения миллиметрового диапазона волн	170
<i>Гуляев Ю. В., Медведев А. В.</i> Некоторые перспективы совершенствования акустоэлектронных устройств для обработки информации	187

<i>Лифишиц Т. М., Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Коринфский А. Д., Турчинский В. М.</i> Эффективные фотоэмиттеры с отрицательным электронным средством	195
<i>Кан Х. С., Кульварская Б. С.</i> Создание и исследование высокоэффективных источников заряженных частиц на основе соединений и сплавов щелочных металлов, перспективы их практического применения	218
<i>Выставки А. П., Губанков В. П., Надь Ф. И.</i> Сверхпроводниковые приемные системы	230
<i>Дворянкин В. Ф., Котлянский И. М., Кравченко В. Б., Савицкая Я. С., Шемет В. В.</i> Получение новых материалов для твердотельной электроники	250

Проблемы современной радиотехники и электроники

Утверждено к печати ордена Трудового Красного Знамени Институтом радиотехники и электроники Академии наук СССР

Редактор издательства Н. М. Дудолов. Художник Л. А. Григорян
Художественный редактор С. А. Литвак. Технический редактор М. Н. Комарова
Корректоры А. Б. Евсильев, И. А. Талалай

ИБ 35649

Сдано в набор 15.10.86. Подписано к печати 02.04.87 Т-06147. Формат 60×90¹/₁₆
Бумага книжно-журнальная импортная. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая
Усл. печ. л. 17. Уч.-изд. л. 19,8. Усл. кр. отг. 17.
Тираж 2750 экз. Тип. зак. 3273. Цена 3 р.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»
117864, ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука» 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6

УДК 621.37.030

Котельников В. А., Палатов К. И. Исследования в области радиотехники и электроники, проведенные в ИРЭ АН СССР в 1979—1984 гг. // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Статья является обзором результатов, полученных в ИРЭ АН СССР за 1979—1984 гг., и отражает состояние отдельных направлений исследований в настоящее время. К ним относятся радиофизические методы исследования космического пространства, волоконно-оптические системы связи, дистанционное зондирование Земли, исследование помех, стохастические колебания в радиотехнических и электронных системах, проблемы физики полупроводников, акустоэлектроника, фотоэлектроника и физика твердого тела.

Библиогр. 637 назв.

УДК 621.396.089

Александров Ю. И., Дубровин В. М., Захаров А. И., Котельников В. А., Крымов А. А., Петров Г. М., Ржигала О. И., Сидоренко А. И., Синило В. П., Соколов Г. А. Создание радиолокационной карты планеты Венера // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

В статье описаны методика и условия радиолокационной съемки северного полушария Венеры космическими аппаратами «Венера-15 и -16» в 1983—84 гг. Рассмотрены принципы синтеза радиолокационных изображений, профили высот, фотокарт и гипсометрических карт поверхности планеты с помощью ЭВМ. Приведены полученные изображения и профили высот для отдельных сеансов ежедневной съемки.

Ил. 21, табл. 1, библиогр. 14 назв.

УДК 621.371.34

Аганбекян К. А., Бабкин Ю. С., Загорин Г. К., Зражевский А. Ю., Исхаков И. А., Рукина А. Н., Соколов А. В., Сухонин Е. В. Ослабление и рассеяние миллиметровых волн в земной атмосфере и ее собственное излучение // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Приводятся результаты теоретических исследований спектральных, сезонных и пространственных вариаций поглощения и излучения чистой и облачной атмосферы. Кратко излагаются результаты исследований многократного рассеяния радиоволн в дождях. Дан обзор методов прогнозирования ослабления радиоволн на наклонных трассах атмосферы.

Ил. 13, табл. 4, библиогр. 94 назв.

УДК 621.371

Арманд Н. А., Ефимов А. И., Яковлев О. И. Радиофизические исследования турбулентной структуры межпланетной и околосолнечной плазмы // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Изложены теоретические основы метода радиопросвечивания сферически-симметричных неоднородных сред. Получены соотношения для определения дисперсии флуктуаций фазы, частоты, амплитуды и ширины спектральной линии радиоволн при распространении их через околосолнечную плазму. Определены характеристики неоднородностей околосолнечной плазмы на разных расстояниях от Солнца.

Ил. 11, библиогр. 44 назв.

УДК 621.396.22.029.7

Абрамов В. В., Базарный Е. М., Базаров Е. Н., Григорьев В. В., Гуляев Ю. В., Жаботинский М. Е., Китаев А. Е., Ливнин Л. И., Моршнев С. К., Потапов В. Т., Соколов А. В., Соколов В. П., Францесон А. В. Особенности создания волоконно-оптических систем связи и датчиков // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Разработаны линии и системы связи на световодах с использованием серийных или опытных элементов, выпускаемых промышленностью. В разветвленных системах связи применяется электронная коммутация в узлах или пассивное деление световодных каналов. Разработаны волоконно-оптические датчики угловой скорости, положения, температуры, влажности, температуры, уровня жидкости и др. Большинство разработанных датчиков обеспечено элементной базой и подготовлено к внедрению.

Ил. 4.

УДК 621.371 : 621.396 + 537.86

Арманд Н. А., Шутко А. М. Дистанционное определение влажностных свойств земных покровов радиотеллокационными средствами. Проблемы, решения, использование в народном хозяйстве // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Работа посвящена анализу проблем, которые потребовалось решить для разработки научных основ СВЧ-радиометрического метода дистанционного определения влажности почв, уровня грунтовых вод и ряда других параметров земных покровов. Обсуждаются основные радиационно-геофизические зависимости. Приводятся примеры использования разработок в различных областях народного хозяйства.

Ил. 11, табл. 1, библиогр. 19 назв.

УДК 621.396.391.821

Кобзарев Ю. Б., Александров М. С., Бакленева З. М., Добряк Д. С., Епанечников В. А., Ремизов Л. Т. Исследование помех естественного происхождения в диапазоне ОНЧ // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

В статье рассмотрены методы однопунктовой дальнометрии ударов молний, основанные на анализе многолучевого, с отражением от ионосферы и Земли, пространства ОНЧ-атмосфериков на расстояниях 0,5—1,5 тыс. км, реализуемые как осциллографически, так и с помощью ЭВМ. Описана кластерная модель грозового очага в трехмерном пространстве земная поверхность—время. Дана обобщенная статистическая модель результирующего поля ОНЧ-помех в глобальном масштабе.

Ил. 12, табл. 2, библиогр. 26 назв.

УДК 621.373.12 : 531.0 : 517.9

Кислов В. Я., Дмитриев А. С. Нелинейная стохастизация колебаний в радиотехнических и электронных системах // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Рассматривается явление нелинейной стохастизации колебаний в радиотехнических системах. На примере явлений генераторов с распределенными сосредоточенными параметрами анализируются ряд закономерностей, связанных с возникновением и развитием динамической стохастичности.

Ил. 18, библиогр. 30 назв.

УДК 621.372.837.621.382

Калашников С. Г., Кукушкин В. В., Любченко В. Е. Полупроводниковые элементы в приемниках и источниках излучения миллиметрового диапазона волн // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1986.

Рассмотрены возможности создания полупроводниковых элементов (диоды с барьером Шоттки, диоды Ганна) для генерации и приема излучения в миллиметровом диапазоне волн. Приводятся параметры смесителей и умножителей частоты, а также результаты исследования нелинейных свойств диодов Ганна и генерации колебаний в микрополосковых структурах на арсениде галлия с доменами сильного поля.

Ил. 15, табл. 2, библиогр. 24 назв.

УДК 534.24

Гуляев Ю. В., Медведь А. В. Некоторые перспективы совершенствования акустоэлектронных устройств для обработки информации // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

В обзоре рассматриваются перспективы совершенствования существующих акустоэлектронных устройств — фильтров, линий задержки, конвольверов, корреляторов, устройств памяти, за счет новых конструкций электромеханических преобразователей ПАВ, применения акустоэлектрических усилителей элементов и устройств, основанных на явлениях взаимодействия ПАВ с электронным пучком в вакууме.

Ил. 4, библиогр. 18 назв.

УДК 621.383.3

Лифшиц Т. М., Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Коринфский А. Д., Турчинский В. М. Эффективные фотоэммитеры с отрицательным электронным средством // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Приведены спектральные характеристики эффективных ОЭС-фотоэммитеров, обладающих чувствительностью в области спектра вплоть до 1,1 мкм, а также исследования работы выхода и энергетических спектров фотоэлектронов, эмиттируемых из ОЭС-фотоэммитеров. Предложена новая модель эмиссии электронов из ОЭС-фотоэммитеров. Кратко описаны характеристики полупроводниковых фотоэммитеров с внешним смещением.

Ил. 13, библиогр. 51 назв.

УДК 537.58

Кан Х. С., Кульварская Б. С. Создание и исследование высокоэффективных источников заряженных частиц на основе соединений и сплавов щелочных металлов, перспективы их практического применения // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Приведены результаты исследования закономерностей эмиссионных свойств новых высокоэффективных источников электронов и ионов на основе соединений и сплавов щелочных металлов. Показано, что катоды на основе пористых структур алюмосиликатов щелочных металлов являются новым типом ненакаливаемых катодов. Соединения и сплавы щелочных металлов могут служить также и эффективными источниками ионов. Высокая эффективность данных источников ионов делает их перспективными для целей формирования эмиттеров с отрицательным электронным средством, имплантации щелочных металлов в полупроводники и т. д.

Ил. 1, табл. 2, библиогр. 20 назв.

УДК 538.9

Выставкин А. Н., Губанков В. Н., Надь Ф. Я. Сверхпроводниковые приемные системы // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Описываются конструкции и параметры малошумящих широкополосных и супергетеродинных приемников миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн на основе джозефсоновских переходов. Проанализированы особенности режимов работы СВЧ джозефсоновских детекторов, смесителей и параметрических усилителей; обсуждается новое явление одночастотной невырожденной параметрической регенерации, обнаруженное в системах с джозефсоновскими переходами и позволяющее существенно упростить конструкцию параметрического усилителя.

Ил. 6, библиогр. 140 назв.

УДК 621.315.592.9.; 539.2.; 621.373.826.038.825.3

Дворянкин В. Ф., Котелянский И. М., Кравченко В. Б., Савицкая Я. С., Шемет В. В. Получение новых материалов для твердотельной электроники // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1987.

Изложены методы выращивания, результаты исследования и перспективы использования тонких пленок и сложных структур полупроводников A^3B^4 (InP, GaAs, (Ga, Al) As) и A^2B^4 (CdS, CdSe, CdTe, ZnS, ZnSe) тонких пленок оксидов переходных элементов и оксида цинка. Изучен процесс роста и свойства тонких пленок ферритов-гранатов, монокристаллов TaS₂ с квазиодномерной структурой, диэлектрических монокристаллов Bi₁₂GeO₂₀, Bi₁₂SiO₂₀ (в том числе, легированных), (Ba, Sr) Nb₂O₆. Разработана методика получения и исследованы параметры волноводов на поверхности монокристаллов ниобата и танталата лития. Получены и исследованы лазерные стекла, преимущественно фосфатные.

Библиогр. 60 назв.