

Содержание

- Липатов Б. Н., Мельников В. Ф., Подстригач Т. С., Снегирев С. Д., Тихомиров Ю. В., Фридман В. М., Шейнер О. А.** Результаты исследований нестационарных процессов на Солнце радиоастрономическими методами 83
- Иванов В. П., Шарова О. И.** Эталонные спектры в шкале «искусственной луны» и космологические исследования радиисточников 101
- Виняйкин Е. Н., Пасека А. М., Теплых А. И.** Спектры яркостной температуры линейно поляризованной компоненты фонового радиоизлучения Галактики 113
- Фролов В. Л., Сергеев Е. Н., Штуббе П.** Исследование особенностей процессов переноса в верхней ионосфере Земли с помощью искусственной ионосферной турбулентности, создаваемой пучком мощных коротких радиоволн 121
- Дугин Н. А.** О технике и методике прецизионных измерений интенсивности внеземных источников радиоизлучения 144
- Беляев П. П., Поляков С. В., Ермакова Е. Н., Исаев С. В., Якунин М. Н., Собчаков Л. А., Васильев А. В., Астахова Н. Л., Владимиров Д. Н., Волосевич В. С., Протопопов Л. Н., Гордюшкин С. М., Савицкий А. П., Редько Г. В., Елисеев А. А., Фёдоров А. Б., Ратников К. Д.** Первые эксперименты по генерации и приёму искусственных УНЧ излучений ($0,3 \div 12$ Гц) на дистанции 1 500 км 151
- Китай Ш. Д., Наумов А. П., Ошарина Н. Н.** Структура теплового излучения земной атмосферы в средней части субмиллиметрового радиодиапазона 163
- Касьянов Д. А., Шалашов Г. М.** Фокусировка расходящихся цилиндрических волн и перспективы скважинной акустики 170

УДК 523.98

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

*Б. Н. Липатов, В. Ф. Мельников, Т. С. Подстригач,
С. Д. Снегирев, Ю. В. Тихомиров, В. М. Фридман, О. А. Шейнер*

В работе представлены результаты исследований солнечных явлений, выполненных в последние годы в НИРФИ и основанных на данных измерений микроволнового радиоизлучения Солнца. Получены новые результаты, касающиеся фрагментации областей первичного энерговыделения во время солнечных вспышек, их временной и пространственной динамики, физических условий во вспышечных петлях, динамики ускоренных во время вспышек энергичных частиц, характеристик спорадического радиоизлучения в периоды формирования и распространения корональных выбросов массы в нижних слоях солнечной атмосферы.

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении многих лет изучение процессов на Солнце составляло в НИРФИ одно из приоритетных направлений исследований. Так, начиная с начала 60-х годов происходило становление Службы Солнца в радиодиапазоне, ставшей на том этапе основной экспериментальной базой исследований. С течением времени Служба совершенствовалась и по своим параметрам стала одной из базовых в мировой сети станций патрульного слежения за Солнцем.

С начальным этапом связано возникновение нового направления — изучения волновых и колебательных процессов в атмосфере Солнца по квазипериодическим пульсациям микроволнового радиоизлучения [1, 2]. Развитие этого направления способствовало пониманию вопросов энергопереноса из нижних слоёв солнечной атмосферы в корону Солнца [3, 4]. Дальнейшим прогрессом в исследованиях явилось изучение механизмов генерации различных компонент солнечного радиоизлучения на основе данных об их спектральном составе и временной динамике [5].

Качественно новый этап был связан с созданием спектрографов последовательного анализа и повышением временного разрешения при наблюдениях. Вместе с использованием результатов наблюдений на радиотелескопах с высоким пространственным разрешением это позволило изучать структуру и динамику таких быстропеременных солнечных процессов, как континуальные всплески и микроволновые предвестники солнечных вспышек [6, 7]. Параллельно разрабатывались методы краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек по динамике долгопериодных пульсаций радиоизлучения и диагностики энергичных частиц во вспышках по спектральному составу микроволновых всплесков [8, 9].

Современный этап исследований связан с одновременной реализацией высокого пространственного, спектрального и временного разрешения, позволяющей изучать такие солнечные структуры, как вспышечные петли, источники первичного энерговыделения, протуберанцы, а также исследовать динамику процессов с характерными временами порядка долей миллисекунды.

При всём многообразии задач, стоящих перед исследователями Солнца, комплекс вопросов, связанных с фрагментацией энерговыделения во вспышечных процессах, диагностикой этих процессов и определением физических параметров в центрах активности, на протяжении последних лет остаётся в центре внимания [10, 11].

Перечисленные направления являлись все эти годы ключевыми в работах НИРФИ по микроволновой солнечной радиоастрономии, физике солнечных процессов и прикладным исследованиям

солнечно-земных связей. К этим же задачам примыкают и исследования корональных выбросов массы (КВМ) и солнечных космических лучей (СКЛ) — явлений, основополагающих по своей природе в системе солнечно-земных связей [12, 13].

Естественно, что множественность затронутых проблем потребовала привлечения различных методов исследований, в том числе таких, как радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой (РСДБ) для реализации сверхвысокого пространственного разрешения, радиометрия с высоким временным и спектрография с высоким спектральным разрешением. Рамки статьи не позволяют в полной мере отразить вопросы выбора этих методов, особенностей применяемой техники, методик наблюдений и обработки результатов. Содержание статьи посвящено наиболее важным достижениям, полученным нами за последние годы по основным направлениям исследований. Такой подход определил форму статьи в виде отдельных разделов, посвящённых конкретным вопросам.

1. МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОЦЕССОВ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Проявления вспышки в микроволновом диапазоне весьма разнообразны. Прежде всего, необходимо отметить широкополосные континуальные всплески с характерным временным масштабом десятки секунд, источники которых ассоциируются с некогерентным гиросинхротронным излучением средне-релятивистских электронов, заполняющих вспышечные магнитные петли с угловыми размерами $10 \div 100''$. Механизм этого излучения достаточно хорошо изучен и может быть с успехом применён для обнаружения новых особенностей ускорения и кинетики электронов во вспышечных петлях. Особую роль в солнечной радиофизике играют микроволновые всплески с тонкой временной (меньше 1 с), спектральной (относительная ширина спектра $\Delta f/f < 10\%$) и пространственной (угловой размер меньше $1''$) структурой. Широко известны такие типы тонкой структуры, как спайки, блипы, всевозможные виды пульсаций, зебра-структура и др. Эти типы микроволновых всплесков генерируются когерентными плазменными и циклотронными механизмами излучения. Исследование их особенностей и разработка теоретических моделей представляют не только самостоятельный научный интерес, но и полезны для изучения такой фундаментальной для теории вспышек проблемы, как фрагментация вспышечного энерговыделения и ускорения частиц.

В последние годы появились новые радиоастрономические инструменты, позволившие получить уникальные данные о микроволновом излучении вспышек. Настоящий раздел посвящён изложению некоторых новых результатов исследований, полученных с помощью этих инструментов.

1.1. Пространственная фрагментация и динамика источников солнечных всплесков дециметрового излучения с субсекундной временной структурой

Большое значение в решении проблем вспышечного энерговыделения и теории короткоживущих радиовсплесков [14, 15] имеют наблюдения на инструментах с высоким угловым разрешением [10, 16–19]. Такие наблюдения, в принципе, позволяют: 1) проследить за развитием процесса вспышечной фрагментации в пространстве; 2) определить размеры и яркостные температуры источников «элементарных» всплесков; 3) определить, как соотносятся в пространстве и во времени вспышка в целом и её отдельные микрофрагменты, и существует ли между ними детерминированная связь.

В этой части статьи приводятся основные результаты исследований пространственной динамики источников субсекундных всплесков, выполненных с помощью двухэлементного интерферометра НИРФИ (база интерферометра $D = 416$ м) дециметрового диапазона длин волн (центральная частота интерферометра $f = 540$ МГц) с миллисекундным временным разрешением [10], являющегося необходимым элементом создаваемого в НИРФИ многобазового интерферометрического комплекса [16] для

исследований быстропеременных процессов в плазме солнечной атмосферы. Подробный анализ этих наблюдений сделан в [20].

В работе [10] мы провели предварительный анализ более чем 20-ти зарегистрированных на этом интерферометре в октябре 1994 года спайкоподобных радиовсплесков и всплесков со сложным временным профилем, представляющих собой суперпозицию «элементарных» всплесков субсекундной ($50 \div 200$ мс) длительности. Для одного из этих всплесков, зарегистрированного 2 октября 1994 г. (самого интенсивного), погрешность измерения фазы сигнала достаточно мала, что позволило проследить изменения положения центра радиояркости с секундным угловым разрешением при миллисекундном временном разрешении.

На рис. 1 изображены временной профиль всплеска и полученная из интерферометрических данных зависимость фазы сигнала от времени. Временной профиль всплеска имеет явно выраженную многокомпонентную структуру, напоминающую квазипериодические осцилляции/пульсации с высокой степенью модуляции (низким уровнем «подложки»). Высокое временное разрешение наблюдений (около 1 мс) и плавность временных профилей позволяют сделать вывод, что отдельные компоненты (импульсы) в данном сложном всплеске представляют собой элементарные всплески, т. е. не являются композицией более коротких всплесков. Всего в данном всплеске можно выделить 5–6 импульсов, следующих друг за другом через близкие промежутки времени порядка $(0,5 \pm 0,2)$ с. Отсутствие спектральных данных для данного события не позволяет отнести эти всплески к определённому спектральному типу. Однако по своим временным характеристикам (время t нарастания и спада около 0,2 с) отдельные пики скорее относятся к блипам (blip) или к dm-пульсациям, чем к спайкам (характерное время $t \sim 0,1$ с) или к всплескам Шdm-типа ($t \sim 1$ с) (см. [21]).

Анализ изменения фазы на рис. 1 позволил установить следующее.

1) Положения источников в максимумах некоторых соседних субсекундных пиков в многокомпонентном всплеске заметно отличаются друг от друга, и эта разница достигает $8''$ для пиков, разделённых временем $0,3 \div 0,5$ с. Для других пар пиков эта разница может быть меньше $3''$.

2) Вариации положения центра яркости для индивидуальных интенсивных пиков могут также достигать $8''$. С другой стороны, для некоторых пиков положение центра яркости радиоисточника не изменяется в пределах погрешности позиционных измерений. В интервале между некоторыми пиками положение фазового центра также остаётся неизменным.

Обнаруженное в данной работе различие положения центра радиояркости в максимумах соседних пиков, следующих друг за другом с периодом порядка 0,5 с, согласуется с моделями, в которых вспышка представляет собой совокупность «элементарных» энерговыделений, происходящих в пространственно разнесённых компактных областях. Оценки скорости различных возмущений, способных послужить «триггером» для последующего энерговыделения, показывают, что альвеновская скорость, т. е. скорость магнитогидродинамических возмущений, лучше других соответствует наблюдательным

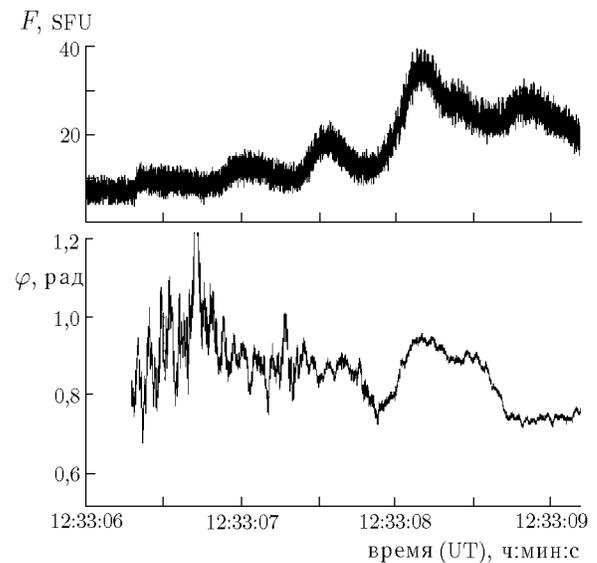


Рис. 1. Всплеск радиоизлучения Солнца, зарегистрированный 02.10.94 на частоте $f = 540$ МГц, с субсекундной временной структурой. Верхняя кривая — спектральная плотность потока F , нижняя — фаза φ интерферометрического отклика; $1SFU = 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$

данным ($v \leq 12\,000$ км/с).

Предположение о нескольких разнесённых источниках, имеющих разные размеры и отличающиеся временные профили интенсивности, может объяснить быстрые изменения фазы (а следовательно, и положения центра яркости) в течение индивидуальных субсекундных всплесков интенсивности радиоизлучения. Другое возможное объяснение такого поведения — движущиеся источники. Видимые линейные скорости смещения центра яркости $(2 \div 3) \cdot 10^4$ км/с вполне соответствуют скорости теплового бесстолкновительного фронта.

Насколько нам известно, наши измерения являются первыми, позволившими отслеживать изменение пространственного положения центра яркости источника в ходе каждого из субсекундных пиков в сложном всплеске. Получены также первые прямые свидетельства пространственной фрагментации источника радиоизлучения на столь малых временных интервалах (порядка сотни миллисекунд). В сообщениях других авторов об измерениях смещения центра радиояркости от пика к пику в пределах одного сложного всплеска речь шла о существенно больших временных масштабах: больше или порядка секунды [22]. Из-за низкого временного разрешения предыдущие интерферометрические наблюдения могли дать пространственную информацию лишь о группе субсекундных всплесков в целом [23].

Таким образом, становится всё более очевидным, что использование высокого временного разрешения в интерферометрических наблюдениях открывает новые перспективы в исследованиях пространственной динамики источников радиовсплесков с тонкой временной структурой и, как следствие, в исследованиях фрагментации вспышечного энерговыделения.

1.2. Спектрально-временная фрагментация микроволновых всплесков

В данном разделе предпринята попытка исследовать проблемы, связанные с происхождением спайков и пульсаций, на основе экспериментов с использованием короткобазового двухэлементного интерферометра НИРФИ, оснащённого средствами для регистрации солнечного радиоизлучения с высоким (меньше 1 мс) временным разрешением [10], и радиоспектрометров НИРФИ, работающих на частотах $8 \div 12$ и $13 \div 17$ ГГц.

1.2.1. Форма временного профиля спайкоподобных всплесков

Использование высокого (миллисекундного) временного разрешения в наблюдениях на интерферометре НИРФИ с базой 416 м [10] позволило подробно изучить форму временных профилей спайкоподобных всплесков и сравнить обнаруженные закономерности с существующими моделями генерации спайков.

Характерные длительности фаз роста и спада большинства зарегистрированных в ходе этих наблюдений спайкоподобных всплесков практически ничем не отличаются от соответствующих параметров дециметровых спайков, анализируемых с использованием спектральных данных. Для частоты 540 МГц эти параметры хорошо соответствуют статистическим распределениям для спайков, полученным в работе [24]. Более того, оказалось, что форма временного профиля, как и в [24], ближе всего к гауссовской. Поэтому мы полагаем, что анализируемые нами всплески являются спайками.

Для поиска участков кривой $F(t)$ с экспоненциальной зависимостью от времени используют так называемую логарифмическую производную. Было обнаружено (см. рис. 2), что на большей части спайка, включая его фазу роста, максимум и начало фазы спада (сразу после максимума), логарифмическая производная уменьшается, подчиняясь строго линейному закону. Уменьшение производной начинается, когда спектральная плотность потока F всплеска достигает всего лишь $0,1 \div 0,2$ максимального значения F_{\max} , и заканчивается на уровне $0,5 \div 0,8 F_{\max}$. В конце фазы спада это уменьшение

сменяется участком, где производная практически постоянна, что свидетельствует об экспоненциальном законе уменьшения спектральной плотности потока всплеска. На этом участке всплеска спектральная плотность потока F спадает наиболее быстро (характерное время фазы спада минимально).

Из линейной зависимости логарифмической производной легко показать, что спектральная плотность потока всплеска в течение фазы роста и вблизи максимума описывается функцией Гаусса. Линейный характер этой зависимости от времени (см. рис. 2) является универсальным практически для всех проанализированных всплесков. В то же время наклон прямой может быть разным для разных спайков, отражая, по-видимому, различие условий в соответствующих радиоисточниках. Линейная зависимость логарифмической производной хорошо согласуется с циклотронным мазерным механизмом излучения спайков, если учесть эффект квазилинейной релаксации анизотропного распределения энергичных электронов [14]. По-видимому, аналогичное влияние квазилинейной релаксации на временной профиль излучения следует ожидать и для плазменных механизмов генерации. Однако следует отметить, что, по крайней мере, в некоторых моделях не удаётся получить гауссовскую форму импульса излучения. Например, форма временного профиля отдельных импульсов, генерируемых нелинейным плазменным механизмом излучения, сильно отличается от наблюдаемой в спайках. Расчёты показывают, что в квазипериодическом режиме (режиме пульсаций) и фаза роста, и фаза спада импульсов демонстрируют экспоненциальную зависимость спектральной плотности потока от времени, а в непериодическом режиме вообще нет какой-либо универсальной зависимости [25].

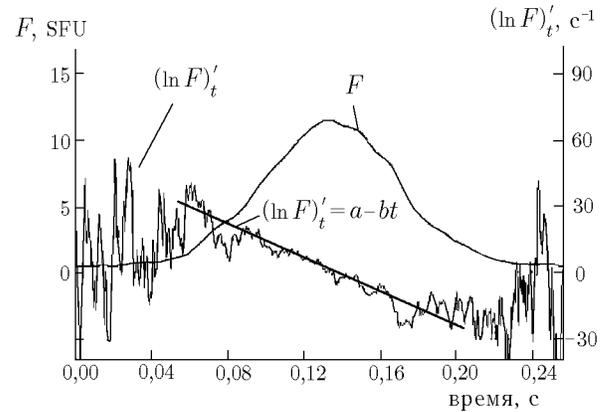


Рис. 2. Всплеск радиоизлучения Солнца, зарегистрированный 26.10.98 в 10:44:08 UT на частоте 540 МГц

1.2.2. Диагностика параметров вспыхивающих петель по спектральным наблюдениям солнечных всплесков в микроволновом диапазоне

Как известно, по параметрам спектра различных компонент солнечного радиоизлучения можно делать выводы о механизмах излучения, количестве и энергии частиц, его обеспечивающих [26]. В то же время для этого необходимы определённые модельные представления и применение методик, позволяющих разделить те или иные компоненты излучения. На основе созданных в НИРФИ спектрографов последовательного анализа [27, 28] с использованием радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории была проведена серия спектральных наблюдений радиоизлучения Солнца в спектральных диапазонах $8 \div 12$ ГГц и $13 \div 17$ ГГц со спектральным разрешением 100 МГц и последовательным временным разрешением 1 с.

Анализ результатов наблюдений солнечных всплесков с использованием разработанной методики разделения составляющих излучения с различными спектральными индексами позволил установить двухкомпонентный состав радиоизлучения, свидетельствующий о действии различных механизмов излучения на импульсной стадии всплесков. Одна из компонент представляет собой тепловое излучение вспыхивающей плазмы, а другая существует только на импульсной стадии всплесков и может быть связана с излучением ускоренных во время вспышки электронов [29].

Исследование результатов наблюдений в диапазоне $8 \div 12$ ГГц с использованием разработанной методики анализа текущих дифференциальных спектров радиоизлучения [30] привело к обнаружению

узкополосной компоненты излучения всплесков с полосой $\Delta f = 2 \div 4$ ГГц и скоростью смещения по диапазону $1 \div 2$ ГГц/с [31]. Обнаруженная спектральная компонента нашла объяснение в рамках плазменного механизма излучения при движении теплового фронта во вспышечной петле [32], что послужило основой для разработки методик определения её параметров.

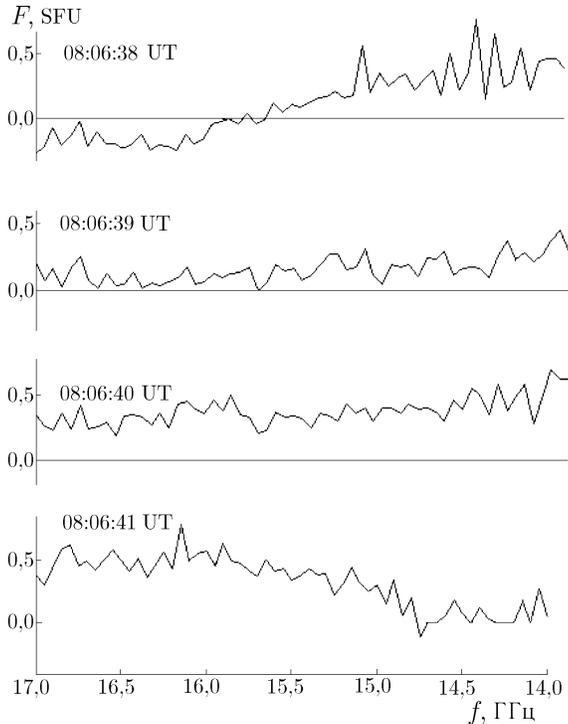


Рис. 3. Последовательная запись дифференциальных спектров радиоизлучения активной области NOAA/USAF 5638 (S18W90), выполненная 12.08.89 в течение 4-х секунд. Погрешность измерения спектров составляет примерно 0,2 SFU

Согласно модели область плазменной турбулентности оказывается сильно прижатой к теплому фронту. По этой причине

$$\Delta f \sim f \frac{L_{\perp}}{2L_{n_{\perp}}},$$

где $L_{n_{\perp}} = n_0 (\partial n_0 / \partial r)^{-1}$ — поперечный масштаб неоднородности концентрации n_0 фоновой плазмы, L_{\perp} — поперечный размер области энерговыделения, f — центральная частота узкополосной компоненты. Таким образом, узкополосное излучение можно наблюдать из источников, для которых $L_{\perp} \leq L_{n_{\perp}}$. Кроме того, область плазменной турбулентности медленно движется вместе с тепловым фронтом вдоль петли, обеспечивая частотный дрейф излучения

$$\frac{\partial f}{\partial t} \sim f L_{n_{\parallel}}^{-1} V_{f\tau} / 2,$$

где $V_{f\tau}$ — скорость движения теплового фронта, $L_{n_{\parallel}}$ — продольный (вдоль петли) масштаб неоднородности концентрации фоновой плазмы. Используя наблюдаемую полосу частот и скорость частотного дрейфа узкополосной компоненты, можно проанализировать пространственную структуру источника [33]:

$$L_{n_{\parallel}} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}, \quad L_{\perp} \leq 10^8 \text{ см}.$$

Плазменная турбулентность генерируется высыпавшимися сверхтепловыми электронами, в течение длительного времени существующими в вершине корональной магнитной петли. Численный анализ динамики сверхтепловых электронов в магнитной петле с экспоненциально изменяющимися вдоль петли параметрами в стационарном случае позволяет оценить плотность потока высыпавшихся частиц: для энергий электронов $E_s \sim 30$ кэВ плотность потока $J_s \sim 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [34].

Результаты поляризационных измерений излучения на импульсной стадии всплесков и их предвестников, полученные в этом же диапазоне, позволили на основе усовершенствованной модели оценить также магнитное поле в источнике $H \approx 200 \div 300$ Гс и ширину углового спектра плазменных волн $30^\circ < \theta < 90^\circ$, связанных с развитием конусной неустойчивости [35].

Важным подтверждением развитых представлений является обнаружение узкополосной компоненты излучения с шириной спектра $\Delta f \sim 1,5 \div 2$ ГГц и скоростью дрейфа $0,7 \div 2$ ГГц/с при наблюдениях всплесков в диапазоне $14 \div 17$ ГГц (см. рис. 3 и 4).

Как видно на рис. 3, представляющем последовательную запись спектра узкополосной компоненты в течение 4-х секундных интервалов, за три секунды максимум спектра смещается с 14,5 ГГц на 16,5 ГГц. При этом амплитуда спектральной плотности потока излучения составляет около 0,5 SFU.

На рис. 4 приведён пример более быстрого перемещения максимума излучения (на 2 ГГц за 1 секунду) при такой же амплитуде узкополосной компоненты.

Изменение средних параметров узкополосной компоненты излучения укладывается в модельные представления [32] об эффективных высотах излучения в указанных диапазонах и распространении теплового фронта от вершины петли к её основанию после первичного энерговыделения.

Так, при сравнении данных, полученных при наблюдениях в используемых спектральных диапазонах, установлено уменьшение среднего размера области плазменной турбулентности, ответственной за излучение узкополосной компоненты, с 8 до 6 угловых секунд в более высокочастотном диапазоне при сохранении характерного масштаба изменения электронной концентрации вдоль вспышечной петли (около 6 000 км). Проведённые исследования ожидаемого уровня снижения и исчезновения узкополосной компоненты радиоизлучения позволяют также оценить предельные высоты во вспышечной петле, на которых уровень плазменной турбулентности перед тепловым фронтом стремится к нулю. Согласно различным моделям атмосферы Солнца это отвечает высотам $1\,000 \div 3\,000$ км над уровнем фотосферы.

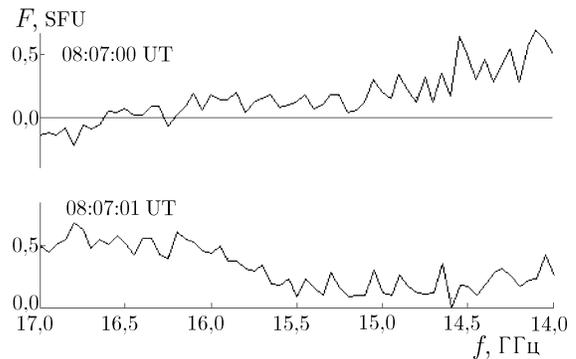


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для другого интервала времени

1.3. Динамика энергетического спектра электронов во вспышечных петлях по данным о континуальном микроволновом и жёстком рентгеновском излучении

Континуальное микроволновое и жёсткое рентгеновское (HXR) излучение вспышек генерируется разными механизмами — гиротронным и тормозным — и несёт информацию об электронах с энергией $300 \div 3\,000$ кэВ и $30 \div 300$ кэВ соответственно. Хорошо известная похожесть их временных профилей даёт основание предполагать, что оба вида излучения генерируются энергичными электронами, ускоренными в едином процессе. Однако в работах [36, 37] было установлено, что показатель энергетического спектра электронов, полученный на основе измерений микроволнового/миллиметрового излучения заметно меньше соответствующего показателя, полученного из анализа спектра жёсткого рентгеновского излучения в рамках широко используемой модели толстой мишени, в которой излучение генерируется электронами, высыпаящимися в плотные слои хромосферы.

В работах [37–39] это противоречие предлагается разрешить с помощью предположения об изломе спектра ускоренных электронов, так что в области высоких энергий спектр оказывается более жёстким (пологим), чем в области низких энергий. Это налагает довольно сильные ограничения на механизм ускорения электронов в солнечных вспышках: он должен более эффективно ускорять электроны релятивистских энергий.

В работах [40, 41] нами было предложено альтернативное объяснение указанному противоречию, не требующее предположения об изломе спектра ускоренных электронов. В работе [40] показано, что уплощение микроволнового спектра является естественным следствием модели («trap + precipitation model»), в которой континуальное микроволновое излучение генерируется захваченными электронами. Их энергетический спектр вследствие кулоновских столкновений, которые более эффективны при низких энергиях электронов E , имеет вид

$$\nu \propto n_0 E^{-3/2}$$

и оказывается заметно положе спектра инжектированных и высыпавшихся из ловушки электронов.

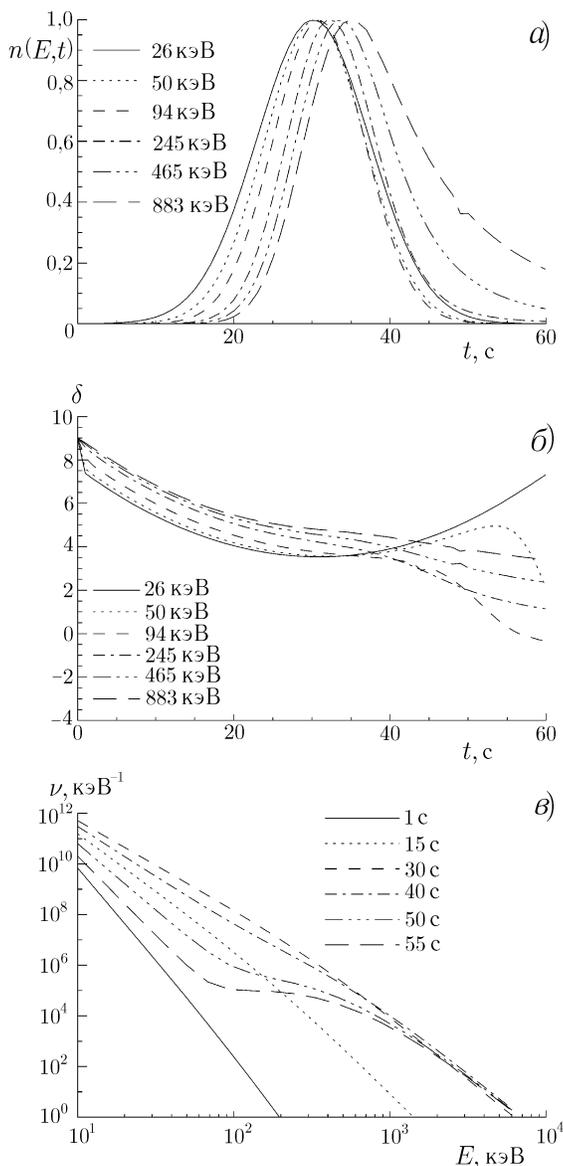


Рис. 5. Изменение нормированного мгновенного числа захваченных электронов различных энергий (а), эволюция их спектрального индекса для тех же энергий (б) и спектры захваченных электронов в разные моменты времени (в)

уравнения Фоккера—Планка, проинтегрированного по объёму всей магнитной ловушки (уравнение непрерывности) для следующих исходных условий: временной профиль инжекции $F_0(t)$ имеет гауссовскую форму, спектр ускоренных электронов полагается степенным:

$$J(E, t) = F_0(t)E^{-\delta},$$

Важность этого эффекта была позднее подтверждена при проведении исследований эволюции частотного спектра интенсивных всплесков в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн с использованием данных радиоастрономических станций Бернского университета и НИРФИ «Зимёнки». Было обнаружено динамическое уплощение спектра при росте и спаде интенсивности всплесков в оптически тонкой области, хорошо согласующееся со следствиями развитой модели [42].

Недавно проведённый сравнительный анализ эволюции спектров микроволнового и жёсткого рентгеновского излучения в простых импульсных всплесках на базе данных радиообсерватории OVRO (диапазон измерений $1 \div 18$ ГГц) и спутника BATSE (диапазон энергий фотонов $20 \div 200$ кэВ) выявил ещё одно интересное противоречие [43, 44]. Оказалось, что в большинстве случаев на фазе спада всплесков в микроволновом и жёстком рентгеновском диапазонах имеет место разнонаправленное изменение спектральных индексов. Микроволновый спектр в оптически тонкой области уплощается, а спектр жёсткого рентгеновского излучения, наоборот, становится более крутым. Разность соответствующих показателей спектров электронов, рассчитанная в указанных спектральных областях, увеличивается с $0,5 \div 1,5$ на фазе роста и в максимуме до $2 \div 6$ на фазе спада. Полученный результат является сильным свидетельством того, что энергетические спектры электронов, генерирующих микроволновое и жёсткое рентгеновское излучение, по-разному эволюционируют после их общей инжекции во вспыхивающую петлю.

Это противоречие весьма трудно объяснить в рамках модели толстой мишени, не прибегая к предположению о существовании двух разных механизмов ускорения для низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов. Однако в рамках развиваемой нами модели «trap + precipitation» данное противоречие снимается естественным образом. Мы провели модельные расчёты на основе решения

с показателем спектра, меняющимся по параболическому закону с минимумом в момент максимума инжекции:

$$\delta(t) = \delta_0 + a(t - t_m)^2.$$

Такой характер эволюции спектра инжектируемых электронов прямо следует из данных об эволюции спектра жёсткого рентгеновского излучения для большинства импульсных всплесков [45].

Результаты расчёта эволюции спектра захваченных электронов при концентрации фоновой плазмы в ловушке $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ показаны на рис. 5. Видно, что энергетический спектр захваченных электронов уплощается в течение фазы роста во всём диапазоне энергий. Различие между спектрами захваченных и инжектированных электронов, ответственных за микроволновое и жёсткое рентгеновское излучение, становится большим в окрестности максимума всплеска. На фазе спада спектр при низких энергиях (меньше 100 кэВ) становится более крутым, следуя за спектром инжектированных электронов, тогда как при высоких энергиях спектр продолжает уплощаться. Рассчитанная на основе этого эволюция спектров микроволнового и жёсткого рентгеновского излучения хорошо согласуется с наблюдениями.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК НЕСТАЦИОНАРНОГО СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Повышенный интерес к исследованию корональных выбросов массы (КВМ) обусловлен их ролью в глобальных магнитогидродинамических процессах на Солнце и высокой, но не выясненной до конца, геоэффективностью. При этом прогноз формирования КВМ является актуальной задачей фундаментальной гелиофизики и прикладных гелиогеофизических исследований.

Явления, предшествующие формированию КВМ, и процессы на предвспышечной стадии возможно эффективно изучать, используя спектральные наблюдения в радиодиапазоне. Привлекают внимание исследования, направленные на объяснение связей вспышечной активности Солнца и КВМ [46], поскольку и тем, и другим явлениям могут сопутствовать сходные явления в радиодиапазоне.

Исходя из существующих представлений о формировании и первичном распространении КВМ из нижних слоёв солнечной атмосферы [47], исследованы события в радиодиапазоне на двухчасовом интервале, предшествующем регистрации КВМ на коронографе SMM [48]. При этом использовались данные о величине и динамике потока радиоизлучения Солнца, полученные с помощью радиоастрономической станции НИРФИ «Зимёнки», на 6-ти частотах, охватывающих санти-, деци- и метровый диапазоны длин волн [49], в течение полёта аппарата SMM (1980 г, 1984–1989 гг.).

На рис. 6 представлены примеры динамики плотности потока спорадического излучения для связанного с формированием и развитием КВМ события 30.03.80 на 6-ти частотах по наблюдениям на станции «Зимёнки». Приведённые записи относятся к временному интервалу, предшествующему регистрации КВМ на коронографе SMM. Таким образом, в регистрируемых данных спорадического радиоизлучения находят отражение процессы, происходящие на более низких высотах солнечной атмосферы в периоды, предшествующие формированию и начальному движению КВМ в короне Солнца. Как видно из рис. 6, данное событие сопровождается разнообразными всплесками, имеющими различный морфологический характер: импульсными типов S и C; одновременными различного типа в широком диапазоне частот; типа GRF; имеющими характер шумовой бури в метровом диапазоне с вариациями последней вплоть до полного затухания на десятки минут.

На первом этапе исследований анализировались наблюдавшиеся явления спорадического радиоизлучения, не сопровождавшиеся взрывными вспышечными процессами в оптическом диапазоне на двухчасовом интервале, предшествующем моменту регистрации КВМ на коронографе SMM. Такие

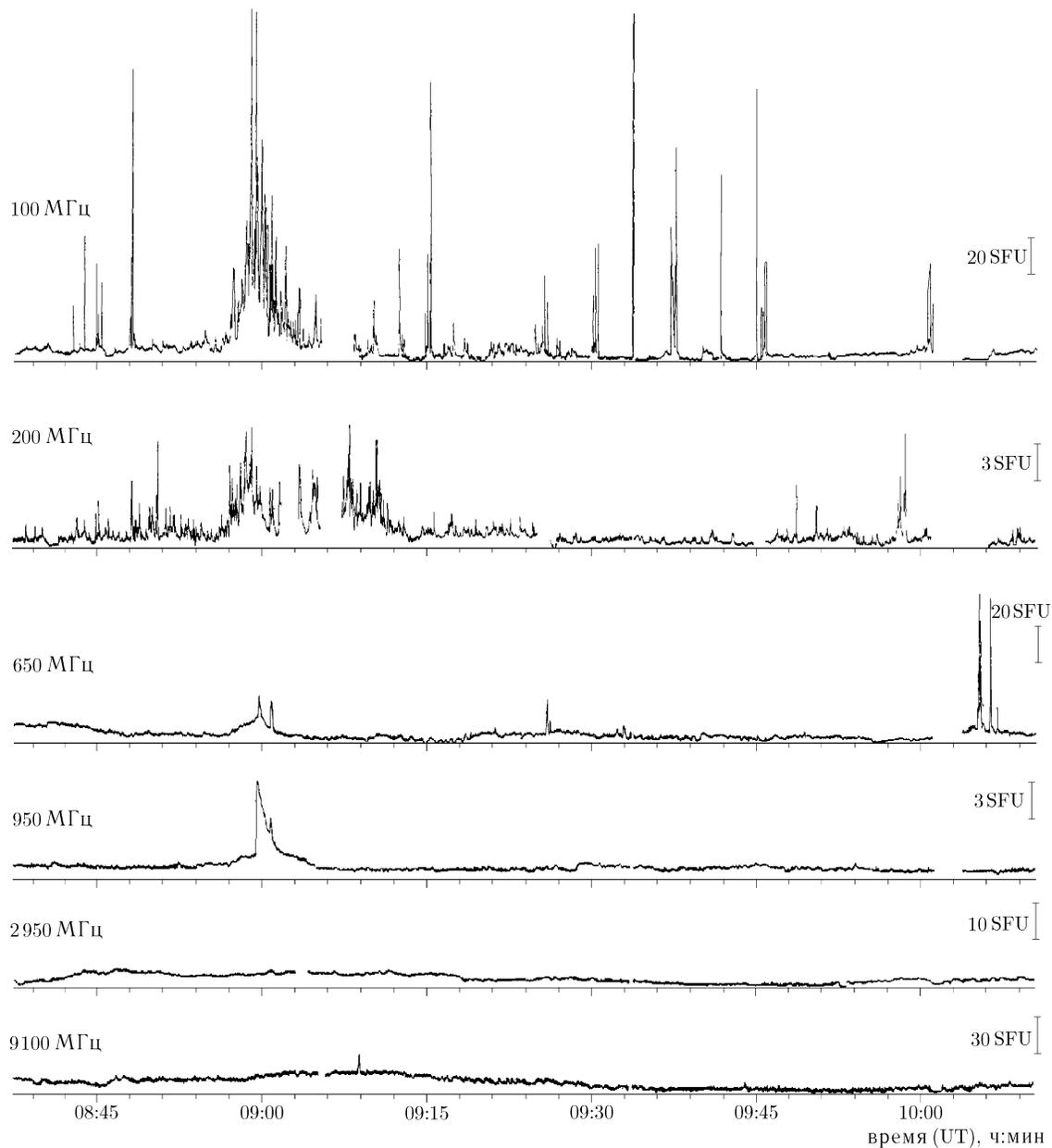


Рис. 6. Временной ход радиоизлучения Солнца 30.03.80 на 6-ти частотах по наблюдениям на станции «Зименки» во время формирования и развития КВМ

процессы соответствуют вспышкоподобным явлениям типа эруптивных протуберанцев или исчезающих волокон [46]. Основные выводы проведённых исследований следующие: в большинстве рассмотренных событий наблюдались всплески типов С (38 % от общего числа случаев) и GRF (56 %) в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн, шумовые бури NS (70 %) и их вариации в метровом диапазоне длин волн [50].

На втором этапе для анализа радиопроявлений событий, сопровождаемых вспышечным энерговыделением в оптическом диапазоне (F-транзиенты), были отобраны 52 временных интервала, предшествующих регистрации КВМ на коронографе SMM. При этом радиопроявления, связанные с F-транзиентами, обладали теми же признаками, что и события, не сопровождаемые оптическими вспыш-

ками. Сохранилась в основном и частота проявления признаков: наличие всплесков типа GRF (66 % от общего числа событий), широкополосных микроволновых импульсных всплесков типа C и S (30 %) и шумовых бурь в метровом диапазоне длин волн (68 %) [51]. Последнее обстоятельство подтверждает выводы работы [46] о единстве процессов во взрывных (вспышечных) и квазивзрывных (активизация и исчезновение протуберанцев) событиях на Солнце.

Таким образом, при объединении результатов обоих этапов исследований были выявлены основные признаки явлений спорадического радиоизлучения, связанного с формированием и начальным распространением КВМ в нижних слоях атмосферы Солнца.

В то же время подобные нестационарные явления спорадического радиоизлучения наблюдаются в отсутствие КВМ в периоды солнечных вспышек. Нами было проведено статистическое исследование спорадических явлений в эти периоды на интервале общей длительностью 340 часов при различном уровне вспышечной активности. Сравнение полученных данных с ранее выявленными особенностями всплесков в радиодиапазоне в периоды, предшествующие регистрации КВМ, за 1980 и 1984–1989 гг. (65 случаев регистрации спорадического излучения на интервале общей длительностью примерно 120 часов) показало:

- а) частота появления событий спорадического радиоизлучения примерно в 4 раза выше для интервалов времени, связанных с существованием КВМ, чем при отсутствии КВМ;
- б) в более чем 50 % случаев КВМ связаны с наличием шумовых бурь в метровом диапазоне длин волн, тогда как при отсутствии КВМ шумовые бури встречаются только в 20 % случаев. Значительно чаще в периоды, предшествующие регистрации КВМ, возникают вариации шумовых бурь, вплоть до их полного временного затухания.

Полученные данные были использованы для дальнейших исследований возможности создания методики диагностики и сверхкраткосрочного прогнозирования событий в ходе КВМ по радиоданным в широком спектральном диапазоне. С этой целью была проверена устойчивость полученных признаков спорадического радиоизлучения в периоды формирования КВМ в XXIII-м цикле солнечной активности. Для этого были отобраны все корональные выбросы массы периода повышенной солнечной активности в 1998 г., попавшие по указанным выше критериям в периоды наблюдений станции «Зимёнки» (в 1998 г. на станции «Зимёнки» осуществлялись наблюдения на 4-х частотах сантиметрового и дециметрового диапазонов длин волн). Использовались текущие данные спектрографа LASCO о наличии КВМ и их характеристиках. Всего были проанализированы данные 72-х событий.

Основные выводы из анализа всех использованных данных следующие:

- а) частоты появления событий различного типа в радиодиапазоне близки к ранее выявленным при анализе данных за XXII-й цикл солнечной активности, и большинство событий формирования КВМ сопровождается спорадическими явлениями в радиодиапазоне (около 80 % общего числа случаев);
- б) в 50 % случаев явления в радиодиапазоне, предшествующие регистрации КВМ, являются широкополосными, т. е. наблюдаются в значительной части сантиметрового и дециметрового диапазонов длин волн.

Дополнительное изучение КВМ в течение 1998 г., не сопровождаемых явлениями в радиодиапазоне, показало, что в большинстве случаев это скоростные события с малой угловой шириной (средняя скорость вещества составила около 700 км/с, средняя ширина событий менее 40°). Среди них почти не встречаются события, классифицированные по морфологическим признакам как тип LOOP.

Таким образом, можно говорить, что основными признаками явлений спорадического радиоизлучения, предшествующих регистрации КВМ, являются: наличие широкополосных предвестников (как правило, малой интенсивности), наличие шумовых бурь в метровом диапазоне длин волн и их вариаций, а также существование дополнительных условий на характер всплесковых явлений на отдельных частотах.

К этому же разделу исследований относятся результаты изучения характера связи спектров широ-

копосных предвестников и последующих радиовсплесков, связанных с протонными вспышками на Солнце. Поскольку для мощных событий на Солнце, и в первую очередь для протонных событий, в большинстве случаев характерно наличие КВМ, то можно утверждать, что полученные нами и изложенные в [52] результаты по анализу формы спектров широкополосных предвестников и последующих радиовсплесков, связанных с протонными явлениями, можно отнести и к событиям КВМ. Отличие спектральной структуры всплесков от предвестников заключается в наличии в спектре всплесков более ярко выраженной сантиметровой компоненты излучения. Это обстоятельство может найти отражение в динамических моделях формирования и развития КВМ.

Большая часть событий КВМ связана с эрупцией протуберанца [47]. Кроме того, существует много наблюдательных предпосылок, свидетельствующих о связи предвспышечного излучения с появлением магнитной петли малого размера вблизи места основного энерговыделения [53]. При этом есть основания полагать, что появляющееся поле имеет спиральную структуру и образуется сильными токами, текущими вдоль силовых магнитных трубок [54, 55]. Результаты расчётов спектральных и поляризационных характеристик горячей корональной петли показывают [56], что спектр излучения сильно зависит от температуры горячей плазмы внутри петли и градиента магнитного поля: на стандартный спектр излучения налагается тонкая структура в виде линий на частотах, кратных гирочастоте электронов внутри петли. Таким образом, изменения в спектральном составе радиоизлучения могут свидетельствовать об изменении физических условий в протуберанце в период его активизации (прогрев и всплывание новых магнитных потоков).

3. ДИАГНОСТИКА ПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ РАДИОМЕТОДАМИ

Разработка методов диагностики протонных вспышек и прогноза параметров солнечных космических лучей (СКЛ) в значительной мере основывалась на полученных статистических связях параметров потока протонов в межпланетном пространстве с такими характеристиками вспышечного континуального микроволнового излучения, как максимальная интенсивность всплеска $F_m(f)$ или $F_m(f_m)$, частота спектрального максимума f_m , эффективная длительность всплеска T_μ (см. работы [57–61] и ссылки в них). Однако физическая интерпретация полученных зависимостей неоднозначна. Они могут быть следствием того, что протоны, вышедшие в межпланетное пространство, и электроны, генерирующие микроволновый всплеск, ускорены в одном и том же вспышечном процессе. С другой стороны, как полагают в работах [62, 63], эти частицы ускоряются в различных процессах, на различных стадиях вспышки. Тогда связь между параметрами потоков протонов и микроволнового излучения будет опосредованной [64], что сразу ограничивает точность прогностических методов.

В отличие от [57], нами наряду с данными о потоках протонов СКЛ использовались данные об электронной компоненте СКЛ [65], и, таким образом, анализ проводился комплексно [66]. Дело в том, что каждая выбранная наблюдаемая характеристика континуального широкополосного микроволнового всплеска отражает те или иные условия в радиоисточнике и имеет определённый физический смысл (см. раздел 1.3). Величина F_m характеризует максимальное мгновенное число электронов в источнике во время всплеска, T_μ — длительность инжекции и время жизни электронов во вспышечной петле. Частота f_m , на которой спектр континуального микроволнового излучения имеет максимум, зависит от магнитного поля B в источнике и характеризует эффективность микроволнового излучения, которая сильно уменьшается при уменьшении B . Таким образом, анализ должен быть многомерным. Ниже изложены результаты совместной работы сотрудников НИРФИ и НИИЯФ МГУ по комплексному анализу связи СКЛ с микроволновыми всплесками, которые можно рассматривать как физическое обоснование диагностики и прогноза потоков протонов в межпланетном пространстве по радиовсплескам в микроволновом и метровом—декаметровом диапазонах длин волн.

3.1. Характер связи параметров потоков солнечных космических лучей и сопутствующих микроволновых всплесков

Для анализа мы использовали данные о потоках протонов и электронов СКЛ, полученные на одноплатных искусственных спутниках «Прогноз-5, 6» и автоматических межпланетных станциях «Венера-11, 12, 13, 14», и данные о потоках радиоизлучения, полученные на радиоастрономической станции НИРФИ «Зимёнки» [67]. Проведённый множественный корреляционный и регрессионный анализ подтвердил наши ожидания относительно характера связи потоков частиц с параметрами F_m и f_m . Графики, иллюстрирующие улучшение степени связи при добавлении новых параметров радиоизлучения, показаны на рис. 7 для протонной компоненты СКЛ. При этом коэффициент корреляции последовательно увеличивается с 0,59 для зависимости от параметра F_m до 0,82 для параметра $I_{p\mu}$. Вместе с тем такой анализ позволил выявить довольно неожиданное различие характера связи электронной и протонной компонент с параметром T_μ — эффективной длительностью всплеска: для электронов связь потока частиц линейная, $I_e \propto T_\mu$, тогда как для протонов — квадратичная, $I_p \propto T_\mu^2$. Действительно, полученные линейные регрессионные модели связи для потоков электронов и протонов имеют следующий вид [60, 61]:

$$\lg I_{e\mu} [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}] = (b \pm \Delta b)_{F_m}^e \lg F_m [\text{SFU}] + (b \pm \Delta b)_{T_\mu}^e \lg T_\mu [\text{с}] - (b \pm \Delta b)_{f_m}^e \lg f_m [\text{ГГц}] - 1,2,$$

$$\lg I_{p\mu} [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}] = (b \pm \Delta b)_{F_m}^p \lg F_m [\text{SFU}] + (b \pm \Delta b)_{T_\mu}^p \lg T_\mu [\text{с}] - (b \pm \Delta b)_{f_m}^p \lg f_m [\text{ГГц}] - 3,4.$$

Соответствующие коэффициенты регрессии и их стандартные отклонения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Частицы	$(b \pm \Delta b)_{F_m}$	$(b \pm \Delta b)_{T_\mu}$	$(b \pm \Delta b)_{f_m}$
Электроны ($E > 0,5$ МэВ)	$0,88 \pm 0,15$	$0,98 \pm 0,12$	$1,28 \pm 0,32$
Протоны ($E > 25$ МэВ)	$1,18 \pm 0,20$	$2,00 \pm 0,23$	$1,95 \pm 0,68$

Из табл. 1 видно, что влияние интенсивности всплеска F_m на потоки протонов I_p и электронов I_e практически одинаково, т. к. коэффициенты регрессии перед $\lg F_m$ равны в пределах доверительных интервалов. То же самое можно сказать о связи с частотой спектрального максимума f_m . Однако превышение в 2 раза коэффициента регрессии перед членом с $\lg T_\mu$ для протонной компоненты СКЛ по сравнению с электронной является статистически значимым с доверительной вероятностью 95 %.

3.2. Роль динамики частиц во вспышечных петлях

В работах [65, 66] нами показано, что существенное обогащение СКЛ энергичными протонами по сравнению со среднерелятивистскими электронами при увеличении эффективной длительности микроволновых всплесков можно объяснить, не привлекая вторую фазу ускорения протонов, если учесть различия в динамике электронов и протонов во вспышечных арках разных размеров.

Независимо от механизма выхода количество вышедших в межпланетное пространство частиц

$$N_{\text{esc}} = N_t \tau_{\text{ef}} / \tau_{\text{esc}}$$

пропорционально эффективному времени жизни частиц в магнитной ловушке:

$$\tau_{\text{ef}} = \tau \tau_{\text{esc}} / (\tau + \tau_{\text{esc}}),$$

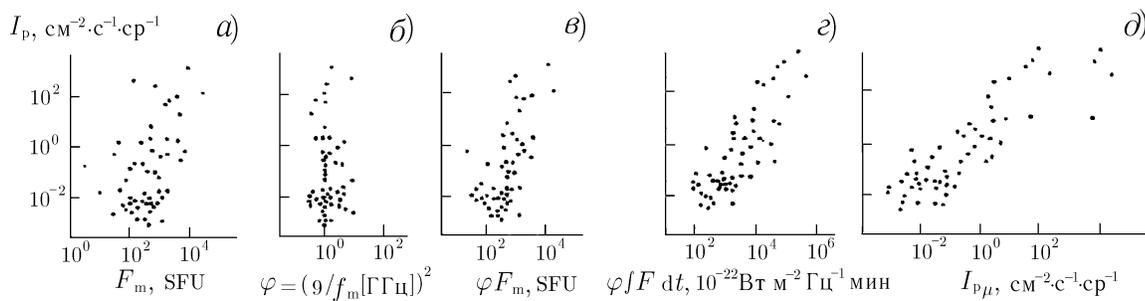


Рис. 7. Диаграммы рассеяния потока протонов I_p с энергией $E > 25$ МэВ для различных параметров микроволновых всплесков: максимальной интенсивности F_m (f_m) (а); частоты спектрального максимума f_m (б); максимальной интенсивности F_m , нормированной на частоту f_m к 9 ГГц ($\varphi = (9/f_m)^2$) (в); интенсивности F , проинтегрированной по времени всплеска и нормированной на квадрат отношения f_m [ГГц]/9 (г); поток $I_{p\mu}$ (д)

где $N_t = N_{\max}T$ — полное число ускоренных частиц, N_{\max} — максимальное мгновенное число частиц, накопленных в ловушке, T — эффективная длительность инжекции, τ — характерное время потерь энергии и высыпания в конус потерь, τ_{esc} — характерное время выхода в межпланетное пространство. Как показано в [68], коэффициент выхода частиц в межпланетное пространство $N_{\text{esc}}/N_t \ll 1$. Поэтому

$$N_{\text{esc}} \approx N_{\max}T\tau$$

и, соответственно,

$$I_p/I_e \approx \tau_p/\tau_e.$$

Причиной более быстрого роста I_p является непропорционально большое по сравнению с электронами увеличение времени жизни протонов при переходе от компактных вспышечных арка, где T обычно мало, к высоким корональным аркам, где T , как правило, велико. В компактных арках время τ мало из-за интенсивного рассеяния на волнах (режим умеренной и сильной диффузии) и примерно одинаково для протонов и электронов ($\tau_p \approx \tau_e$). В высоких арках роль такого рассеяния невелика (режим слабой диффузии), и в предельном случае τ определяется кулоновскими столкновениями. Поэтому для протонов характерное время потерь энергии τ оказывается существенно больше, чем для электронов ($\tau_p \gg \tau_e$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современный этап исследований в солнечной радиоастрономии характеризуется широким использованием инструментов с высоким пространственным и временным разрешением, сочетанием данных наземных и космических наблюдений во всём спектре электромагнитного излучения. Наиболее характерными в этом отношении являются результаты, полученные с применением техники РСДБ. К ним относятся:

1) результаты по пространственной фрагментации спайкоподобных радиовсплесков: впервые получено разделение источников в многокомпонентном всплеске, составляющее до 8 угловых секунд. Это находит подтверждение в моделях вспышек, представляющих совокупность «элементарных» энерговыделений;

2) наблюдения изменения пространственного положения центра яркости источника всплеска на временных интервалах около 100 мс;

3) определение формы временного профиля спайкоподобных всплесков, хорошо согласующейся с моделями циклотронного мазерного механизма генерации всплесков.

Из результатов спектральных исследований излучения Солнца следует выделить обнаружение узкополосной компоненты во всплесках радиоизлучения в диапазоне $8 \div 17$ ГГц. В рамках предложенной для интерпретации этой компоненты модели движущегося теплового фронта во вспышечной петле и возникающего при этом плазменного излучения от высыпающихся энергичных частиц удалось также оценить такие важные параметры, как уровень плазменной турбулентности и высотные пределы её существования во вспышечных петлях.

При исследованиях формирования и первичного распространения корональных выбросов массы (КВМ) — фундаментального по современным воззрениям явления солнечной активности — по измерениям в широком диапазоне длин радиоволн с использованием данных с космических аппаратов и измерений в оптическом диапазоне длин волн получены устойчивые статистические закономерности параметров нестационарного радиоизлучения, связанного с этими явлениями, позволяющие оценить существующие модельные представления и развить их для нижних слоёв атмосферы Солнца.

Из сказанного видно, что дальнейшие перспективы солнечных исследований связаны, в первую очередь, с углублением знаний о тонкой пространственной, временной, спектральной структуре вспышечных процессов и о динамике корональных выбросов массы и связанных с ними процессов в атмосфере Солнца. Если первое направление важно для понимания пространственной картины и динамики процессов энерговыделения и ускорения энергичных частиц, то второе, наряду с выяснением физического характера явлений, имеет большое значение при создании методов краткосрочного прогноза КВМ и диагностики их геоэффективных последствий. Важным элементом всех этих исследований остаётся Служба Солнца в радиодиапазоне, базирующаяся на радиоастрономической станции НИРФИ «Зимёнки» и осуществляющая мониторинг потоков солнечного радиоизлучения в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн.

Солнечные исследования на современном этапе могут строиться только на широком использовании данных наземных и космических наблюдений. К таким перспективным исследованиям уже сейчас можно отнести полученные совместно с Пекинской обсерваторией результаты по диагностике вспышечной плазмы по миллисекундным пульсациям, в соответствии с которыми наблюдаемые осцилляции степени поляризации во всплесках возникают из-за различия групповых скоростей обыкновенной и необыкновенной волн. Этот факт свидетельствует о реализации плазменного механизма излучения [69]. Отметим также ряд важных результатов, полученных при совместном использовании данных измерений рентгеновского и радиоизлучения: анализ вспышки 05.11.81, где предложена интерпретация наблюдаемого события как генерации излучения в модели ловушки с высыпающимися частицами, а также даны оценки параметров вспышки [70]; результаты по динамическому уплощению энергетического спектра электронов во вспышечных петлях по исследованиям частотных спектров в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн всплесков по данным радиоастрономических станций «Зимёнки» и Бернского университета [42]; результаты, полученные на базе данных радиообсерватории OVRO (диапазон наблюдений $1 \div 18$ ГГц) и спутника BATSE (диапазон энергий фотонов $20 \div 200$ кэВ), касающиеся отличий эволюции спектров в течение всплеска в указанных диапазонах и позволившие развить модель «trap + precipitation» [43, 44].

Естественно, что рамки статьи позволили осветить только ряд полученных результатов, оставив за её пределами проведённые исследования по созданию метода прогнозирования мощных солнечных вспышек на основе динамики долгопериодных пульсаций солнечного микроволнового излучения [71], по изучению волновых явлений на Солнце и околоземном пространстве [72, 73], по «космической погоде» — серии работ по корреляции солнечных явлений с явлениями в магнитосфере и ионосфере Земли [74, 75].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Durasova M. S., Kobrin M. M., Yudin O. I. // Nature. 1971. V. 229, No. 5 282. P. 83.
2. Kobrin M. M., Pakhomov V. V., Prokof'eva N. A. // Sol. Phys. 1976. V. 50. P. 113.
3. Кобрин М. М. // Phys. Solariterrestr. 1976. No. 2. P. 3.
4. Левин Б. Н., Снегирев С. Д. // Письма в АЖ. 1983. Т. 9, № 8. С. 490.
5. Каверин Н. С., Кобрин М. М., Коршунов А. И., Шушунов В. В. // Астрон. ж. 1980. Т. 57, № 4. С. 767.
6. Беловский М. Н., Подстригач Т. С. // Солнечные данные. 1976. № 8. С. 88.
7. Тихомиров Ю. В., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Солнечные данные. 1987. № 2. С. 70.
8. Семёнова С. В., Фридман В. М., Шейнер О. А. и др. Некоторые вопросы создания методики краткосрочного прогнозирования протонных вспышек по наблюдениям долгопериодных пульсаций солнечного радиоизлучения: Препринт № 228. НИРФИ. Горький, 1987. 29 с.
9. Мельников В. Ф., Подстригач Т. С., Курт В. Г., Столповский В. Г. // Космич. исслед. 1986. Т. 24. С. 610.
10. Алексеев В. А., Дугин Н. А., Липатов Б. Н., Мельников В. Ф., Снегирев С. Д., Тихомиров Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1 063.
11. Зайцев В. В., Степанов А. В. // Изв. КАО. 1994. Т. 91. С. 144.
12. Черток И. М. // Всерос. конф. по физике солнечно-земных связей: Программа и тезисы докладов. 24–29 сентября 2001 г., Иркутск. С. 15.
13. Крымский Г. Ф. // Всерос. конф. по физике солнечно-земных связей: Программа и тезисы докладов. 24–29 сентября 2001 г., Иркутск. С. 43.
14. Флейшман Г. Д., Мельников В. Ф. // УФН. 1998. Т. 168. С. 12.
15. Lecture notes in physics. V. 483. Coronal Physics from Radio and Space Observations. 1997. 226 p.
16. Алексеев В. А., Левин Б. Н., Липатов Б. Н., Мельников В. Ф., Сизов А. С., Снегирев С. Д., Тихомиров Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 10. С. 1 046.
17. Altyntsev A. T., Grechnev V. V., Zubkova G. N., Lesovoi S. V., Lisyian E. G., Treskov T. A., Rosenraukh Y. M., Magun A. // Astron. Astrophys. 1995. V. 303. P. 249.
18. Altyntsev A. T., Grechnev V. V., Konovalov S. K., Lesovoi S. V., Lisyian E. G., Treskov T. A., Rosenraukh Y. M., Magun A. // Astrophys. J. 1996. V. 469. P. 976.
19. Benz A. O., Graham D., Isliker H., Andersson C., Kohnlein W., Mantovani F., Umana G. // Astron. Astrophys. 1996. V. 305. P. 970.
20. Алексеев В. А., Липатов Б. Н., Мельников В. Ф., Снегирев С. Д., Тихомиров Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. (напр. в печать).
21. Benz A. O., Bernold T. E. X., Dennis B. R. // Astrophys. J. 1983. V. 271. P. 355.
22. Correia E., Costa J. E. R., Kaufmann P., Magun A., Herrmann R. // Sol. Phys. 1995. V. 159. P. 143.
23. Krucker S., Benz A. O., Aschwanden M. J. // Astron. Astrophys. 1997. V. 317. P. 569.
24. Gudel M., Benz A. O. // Astron. Astrophys. 1990. V. 231. P. 202.
25. Корсаков В. Б., Флейшман Г. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 1. С. 46.
26. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.
27. А. с. 815671. Радиоспектрограф / Панфилов Ю. Д., Тихомиров В. А.; Опубл. 23.03.81, Бюл. № 11.
28. А. с. 1160329 Радиоспектрограф / Лебедев Е. И., Панфилов Ю. Д., Тихомиров В. А. и др.; Опубл. 1985, Бюл. № 21.
29. Тихомиров Ю. В., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Тез. докл. респ. конф. «Радиоастрономические исследования солнечной системы». Киев, 1985. С. 24.
30. Левин Б. Н., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Астрон. циркуляр. 1988. № 1 528. С. 26.

31. Левин Б. Н., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 4. С. 516.
32. Levin B. N., Fridman V. M., Sheiner O. A. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1994. V. 90. P. 713.
33. Fridman V. M., Levin B. N., Sheiner O. A. // *Sp. Sci. Rev.* 1994. V. 68. P. 255.
34. Fridman V. M., Sheiner O. A. // *Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics.* SP-448. 1999. P. 979.
35. Левин Б. Н., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 7. С. 874.
36. Kundu M. R., White S. M., Gopalswamy N., Lim J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1994. V. 90. P. 599.
37. Silva A. V. R., Wang H., Gary D. E. // *Astrophys. J.* 1999. V. 545. P. 1116.
38. White S. M., Kundu M. R. // *Sol. Phys.* 1992. V. 141. P. 347.
39. Hildenbrandt J., Kruger A., Chertok I. M., Fomichev V. V., Gorgutsa R. V. // *Sol. Phys.* 1998. V. 181. P. 337.
40. Мельников В. Ф., Магун А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 11–12. С. 1456.
41. Melnikov V. F., Silva A. V. R. // *Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics.* SP-448. 1999. P. 1053.
42. Melnikov V. F., Magun A. // *Sol. Phys.* 1998. V. 178. P. 153.
43. Melnikov V. F., Silva A. V. R. // *ASP Conf. Series.* 2000. V. 206. P. 371.
44. Melnikov V. F., Silva A. V. R. // *ASP Conf. Series.* 2000. V. 206. P. 475.
45. Dulk G. A., Kiplinger A. L., Winglee R. M. // *Astrophys. J.* 1992. V. 389. P. 756.
46. Черток И. М. // *Астрон. ж.* 1993. Т. 70. С. 165.
47. Vilmer N. // *Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics.* SP-448. 1999. P. 73.
48. Burkpile J. T., Cyr O. C. *St. A Revised and Expanded Catalogue of Mass Ejections Observed by Solar Maximum Mission Coronagraph.* Boulder, Colorado, 1993.
49. Радиоизлучение Солнца. Станция «Зимёнки». Бюлл. НИРФИ. 1980, 1984–1989. Горький.
50. Дурасова М. С., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Труды VII Симпозиума по солнечно-земной физике России и стран СНГ. Троицк: ИЗМИРАН, 1999. С. 83.
51. Durasova M. S., Fridman V. M., Sheiner O. A. // *Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics.* 1999. P. 815.
52. Дурасова М. С., Подстригач Т. С., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 11–12. С. 1425.
53. Hanaoka Y. // *Solar-Terrestrial Predictions-V (STPW'96).* Proc. of Workshop at Hitachi, Japan, January 23–27, 1996. Tokyo: RCW, 1997. P. 587.
54. Priest E. R. *Solar Magnetohydrodynamics.* Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp.
55. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. // *Sol. Phys.* 1992. V. 139. P. 343.
56. Zlotnik E. Ya., Sheiner O. A. // *Sp. Sci. Rev.* 1994. V. 68. P. 225.
57. Акиньян С. Т., Фомичёв В. В., Черток И. М. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1978. Т. 18. С. 577.
58. Черток И. М. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1982. Т. 22. С. 182.
59. Подстригач Т. С., Фасахова М. А. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1981. Т. 21. С. 22.
60. Melnikov V. F., Podstrigach T. S., Daibog E. I., Logachev Yu. I., Stolpovskii V. G. // *Solar-Terrestrial Predictions.* US Dep. of Comm., NOAA, Boulder, Co., 1990. V. 1. P. 533.
61. Мельников В. Ф., Подстригач Т. С., Дайбог Е. И., Столповский В. Г. // *Космич. исслед.* 1991. Т. 29, № 1. С. 95.
62. Cliver E. W. et al. // *Astrophys. J.* 1983. V. 264. P. 699.
63. Cane H. et al. // *Astrophys. J.* 1986. V. 301. P. 448.
64. Kahler S. // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 3439.
65. Дайбог Е. И., Столповский В. Г., Мельников В. Ф., Подстригач Т. С. // *Письма в Астрон. ж.* 1989. Т. 15. С. 991.
66. Daibog E. I., Melnikov V. F., Stolpovskii V. G. // *Sol. Phys.* 1993. V. 144. P. 361.

67. Логачев Ю. И., Мельников В. Ф., Мельникова З. А., Подстригач Т. С., Столповский В. Г. Каталог событий СКЛ и радиоизлучения солнечных вспышек в период наблюдений на АМС «Венера-13, 14». Горький: НИРФИ, 1987. 36 с.
68. Дайбог Е. И., Курт В. Г., Логачев Ю. И., Мельников В. Ф., Столповский В. Г., Зенченко В. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51, № 10. С. 1 825.
69. Мельников В. Ф., Флейшман Г. Д., Фу К. Д., Хуанг Г.-Л. // Астрон. ж. 2002. Т. 79. С. 49.
70. Kurt V. G., Sheiner O. A. // Publ. of Debrecen Heliophysical Observatory. 1990. V. 7. P. 208.
71. Kobrin M. M., Pakhomov V. V., Snegirev S. D., Fridman V. M., Sheiner O. A. // Solar-Terrestrial Predictions-V (STPW'96). Proc. of Workshop at Hitachi, Japan, January 23–27, 1996. Tokyo: RCW, 1997. P. 200.
72. Снегирев С. Д. Исследования пространственных характеристик активных образований и волновых процессов в короне Солнца радиоинтерферометрическими и спектрально-корреляционными методами. Дисс. . . . д. ф.-м. н. Троицк, 1999. 70 с.
73. Выборнов Ф. И., Зырянова М. С., Крупеня Н. Д., Митякова Э. Е., Рахлин А. В., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Геомагнетизм и аэрномия. 2001. Т. 41, № 2. С. 215.
74. Бархатов Н. А., Зырянова М. С., Иванов К. Г., Фридман В. М., Шейнер О. А. // Геомагнетизм и аэрномия. 2002 (в печати).
75. Крупеня Н. Д., Митякова Э. Е., Rakhlin A. V., Fridman V. M., Sheiner O. A. // Proc. of Euroconf. Solar Cycle and Space Weather. SP-477. 2002 (in press).

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

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

THE RESULTS OF STUDYING NONSTATIONARY PROCESSES ON THE SUN BY RADIOASTRONOMICAL METHODS

*B. N. Lipatov, V. F. Melnikov, T. S. Podstrigach, S. D. Snegirev, Yu. V. Tikhomirov, V. M. Fridman,
and O. A. Sheiner*

This paper presents the results of studies of solar phenomena, performed at NIRFI during the last years and based on the data of measuring the solar microwave radiation. We obtained new results concerning fragmentation of the regions of initial energy release during solar flares, their spatial and temporal dynamics, the physical conditions in flaring loops, the dynamics of energetic particles accelerated during flares, and the characteristics of sporadic radio emission during the formation and propagation of coronal mass ejections in lower layers of the solar atmosphere.

УДК 524.6-77

СПЕКТРЫ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ ФОНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ

Е. Н. Виняйкин, А. М. Пасека, А. И. Теплых

Выполнен расчёт параметров Стокса синхротронного радиоизлучения межзвёздной среды для модели области излучения, состоящей из N различных однородных слоёв, с учётом дисперсии фарадеевского вращения. Приведены результаты поляризационных измерений, выполненных в НИРФИ на 25 частотах в диапазоне 195±1 250 МГц в направлении области сильной линейной поляризации радиоизлучения с координатами $\alpha_{1950} = 4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = 61^\circ$ и области Северного полюса Мира. В рамках рассмотренных моделей проведено обсуждение спектра поляризационной температуры этих областей.

ВВЕДЕНИЕ

Среди радиоастрономических работ, выполняющихся в НИРФИ, значительное место занимают исследования линейной поляризации синхротронного радиоизлучения Галактики. Эти исследования проводятся со времени образования института, но особенно интенсивно они стали выполняться после создания в 1964 году специальной радиоастрономической обсерватории НИРФИ «Старая Пустынь» в Арзамасском районе Нижегородской области (географические координаты $55^\circ 39'$ с. ш., $43^\circ 38'$ с. ш.). В НИРФИ получены уникальные экспериментальные данные о поляризации радиоизлучения Галактики в дециметровом и метровом диапазонах длин волн [1–16], разработаны основы теории поляризации синхротронного радиоизлучения Галактики [1–3, 6].

Астрофизический интерес к поляриметрическим исследованиям Галактики связан с тем, что наблюдения линейной поляризации синхротронного фонового радиоизлучения Галактики являются одним из основных способов изучения межзвёздного магнитного поля, релятивистских и тепловых электронов в нашей звёздной системе. Путём измерения позиционного угла плоскости поляризации галактического радиоизлучения в зависимости от частоты можно определить позиционный угол проекции магнитного поля на картинную плоскость (плоскость, перпендикулярную лучу зрения) и компоненту магнитного поля вдоль луча зрения. Если магнитное поле в исследуемой области неоднородно, то, при некоторых условиях, определяются взвешенное по излучательной способности релятивистских электронов значение позиционного угла поперечной проекции и среднее взвешенное по электронной концентрации значение продольной компоненты магнитного поля. Спектр яркостной температуры поляризованной компоненты галактического радиоизлучения содержит информацию об энергетическом спектре релятивистских электронов, о поперечной и продольной проекциях магнитного поля и концентрации тепловых электронов. Возможность получения информации о концентрации тепловых электронов и продольной компоненте магнитного поля обусловлена эффектом Фарадея в межзвёздной среде. Фарадеевское вращение приводит к изменению позиционного угла плоскости поляризации регистрируемого наблюдателем линейно поляризованного радиоизлучения по сравнению с истинным значением в месте его генерации и к фарадеевской деполаризации.

Фарадеевская деполаризация уменьшает линейно поляризованную составляющую фонового галактического радиоизлучения, регистрируемую наблюдателем, по сравнению с областью генерации. Существует ряд механизмов фарадеевской деполаризации. Она может быть обусловлена протяжённостью области излучения вдоль луча зрения [1, 3], конечной шириной полосы пропускания приёмного

устройства [1–3, 6, 17–20] и конечной шириной главного луча диаграммы направленности антенны [1–3, 6, 21, 22]. Все эти механизмы фарадеевской деполяризации действуют даже тогда, когда область излучения однородна. Неоднородное магнитное поле и неоднородное распределение излучающих и тепловых электронов в области излучения, а также возможное наличие неоднородного «фарадеевского экрана» (такой области между наблюдателем и источником излучения, в которой происходит фарадеевское вращение плоскости поляризации, при этом излучением самой области можно пренебречь) изменяют частотную зависимость параметров Стокса регистрируемого радиоизлучения по сравнению со случаем однородной области излучения. В пределе высоких частот, когда фарадеевская деполяризация становится пренебрежимо малой, степень поляризации P не достигает теоретического предела $P_0 = (\gamma + 1)/(\gamma + 7/3)$ для степенного энергетического спектра $N(E) \propto E^{-\gamma}$ изотропно распределённых по импульсам релятивистских электронов, излучающих в однородном поле [23], даже в случае бесконечно острой диаграммы направленности приёмной антенны, если позиционный угол проекции магнитного поля на картинную плоскость не постоянен вдоль луча зрения. В условиях конкретного радиоастрономического наблюдения наиболее существенным может оказаться тот или иной деполяризующий фактор или их набор.

В разделе 1 данной работы выполнен расчёт яркостной температуры линейно поляризованной компоненты синхротронного радиоизлучения области, состоящей из N различных однородных слоёв, с учётом деполяризации в полосе приёма из-за дисперсии фарадеевского вращения. В разделе 2 приведены результаты многочастотных поляризационных наблюдений области сильной линейной поляризации с экваториальными координатами $\alpha_{1950} = 4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = 61^\circ$ (галактические координаты $l = 146^\circ 47'$, $b = 9^\circ 03'$), обнаруженной в [11] и подробно исследованной в последующие годы. В разделе 3 обсуждаются результаты измерений поляризационного спектра этой области и области Северного полюса Мира (СПМ) [16].

1. ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ОБЛАСТИ

Как показано в [1–3, 6], степень поляризации P синхротронного радиоизлучения области с однородным магнитным полем и однородными или одинаковыми пространственными распределениями релятивистских и тепловых электронов равна (для бесконечно узких полосы пропускания приёмного устройства и диаграммы направленности антенны)

$$P = P_0 |\sin(\phi\lambda^2) / (\phi\lambda^2)|, \quad (1)$$

позиционный угол φ плоскости поляризации равен [1–3, 6, 24]

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{1}{2} \phi\lambda^2 - \frac{\pi}{2} E \left(\frac{\phi\lambda^2}{\pi} \right). \quad (2)$$

В (1) P_0 определено во введении, λ — длина волны, ϕ — так называемая фарадеевская глубина, равная в данном случае удвоенной наблюдаемой мере вращения $\text{RM}_{\text{obs}} [\text{рад}/\text{м}^2] = (1/2) 0,81 B_{\parallel} [\text{мкГс}] \times \times N_e [\text{см}^{-3}] L [\text{пк}]$, где B_{\parallel} — продольная компонента магнитного поля, N_e — электронная концентрация, L — протяжённость области вдоль луча зрения. В (2) φ_0 — внутреннее значение позиционного угла, функция $E(x) = -E(-x)$ есть целая часть аргумента x . Величина $P/P_0 = |\sin(\phi\lambda^2) / (\phi\lambda^2)|$ называется фактором деполяризации. Интенсивность I синхротронного радиоизлучения в случае степенного спектра релятивистских электронов $N(E) \propto E^{-\gamma}$ пропорциональна $B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \lambda^{(\gamma-1)/2}$, где B_{\perp} — проекция магнитного поля на картинную плоскость. Поскольку $P = I_p/I$, где $I_p = k T_b^p / \lambda^2$ — интенсивность линейно поляризованной компоненты, k — постоянная Больцмана, T_b^p — яркостная температура линейно поляризованной компоненты, то величина T_b^p как функция частоты в рассматриваемом

случае равна

$$T_b^p = T_{b0}^p (\nu/\nu_0)^{-(\gamma+3)/2} \left| \frac{\sin[\phi(300/\nu)^2]}{\phi(300/\nu)^2} \right|, \quad (3)$$

где $T_{b0}^p \left| \sin[\phi(300/\nu_0)^2]/[\phi(300/\nu_0)^2] \right|$ — яркостная температура поляризованной компоненты на частоте ν_0 . В (3) и в последующих формулах частота ν в МГц, ϕ в рад/м².

В работах [19, 20] выполнен расчёт параметров Стокса Q , U и фактора деполяризации синхротронного радиоизлучения однородной области при наличии фарадеевского экрана между ней и наблюдателем с учётом дисперсии фарадеевского вращения в самой области и в экране в полосе приёма (деполяризация в полосе приёма). Приняв для простоты, что частотная характеристика приёмника является прямоугольной с шириной полосы $\Delta\nu$, т. е. постоянна в интервале частот $(\nu - \Delta\nu/2) \div (\nu + \Delta\nu/2)$ и равна нулю вне этого интервала, получим для параметров Стокса следующие выражения [19]:

$$Q = \frac{P_0 I}{2\phi(300/\nu)^2} \left\{ \frac{\sin[2(\phi + \psi)(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)]}{2(\phi + \psi)(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)} \sin[2(\varphi_0 + (\phi + \psi)(300/\nu)^2)] - \frac{\sin[2\psi(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)]}{2\psi(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)} \sin[2(\varphi_0 + \psi(300/\nu)^2)] \right\}, \quad (4)$$

$$U = \frac{P_0 I}{2\phi(300/\nu)^2} \left\{ \frac{-\sin[2(\phi + \psi)(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)]}{2(\phi + \psi)(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)} \cos[2(\varphi_0 + (\phi + \psi)(300/\nu)^2)] + \frac{\sin[2\psi(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)]}{2\psi(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)} \cos[2(\varphi_0 + \psi(300/\nu)^2)] \right\}. \quad (5)$$

При выводе (4) и (5) предполагалось, что $\Delta\nu \ll \nu$, а главный луч диаграммы направленности считался настолько узким, что различие углов поворота плоскостей поляризации волн, приходящих с разных направлений, можно пренебречь. Нетрудно показать, что в пределе бесконечно узкой полосы из (4) и (5), учитывая, что $P = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$, получается формула (1). Если же пренебречь фарадеевским вращением в области излучения по сравнению с вращением в экране ($\phi \ll \psi$), то из (4) и (5) следует, что степень поляризации равна [17]

$$P = P_0 |\sin \Delta\psi/\Delta\psi|, \quad (6)$$

где $\Delta\psi = 2\psi(300/\nu)^2(\Delta\nu/\nu)$ — разность углов поворота плоскостей поляризации радиоволн, частоты которых соответствуют границам полосы пропускания приёмника.

Рассмотрим теперь более общую модель излучающей области, насчитывающую вдоль луча зрения N однородных областей [22], каждая из которых характеризуется своими параметрами I_i , ϕ_i , φ_{0i} , где $i = 1, 2, \dots, N$; предполагаем, что первая область наиболее удалённая. При этом для линейно поляризованного излучения i -й области все области, начиная с $i+1$ и заканчивая N -й, играют роль фарадеевского экрана. Выражения для параметров Стокса i -й области Q_i и U_i получаются из (4) и (5) заменой I на I_i , φ_0 на φ_{0i} , ϕ на ϕ_i , ψ на $\sum_{j=i+1}^N \phi_j$. В силу аддитивности параметров Стокса их значения для области в целом получаются суммированием по всем её составляющим: $Q_{\Sigma N} = \sum_{i=1}^N Q_i$, $U_{\Sigma N} = \sum_{i=1}^N U_i$. В результате получаются следующие формулы, учитывающие, в отличие от [22], деполяризацию в по-

лосе приёма из-за дисперсии фарадеевского вращения:

$$Q_{\Sigma N} = P_0 \sum_{i=1}^N \frac{I_i}{2\phi_i(300/\nu)^2} \times \left\{ \frac{\sin \left[2 \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu) \right]}{2 \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu)} \sin \left[2 \left(\varphi_{0i} + \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) \left(\frac{300}{\nu} \right)^2 \right) \right] - \frac{\sin \left[2 \sum_{j=i+1}^N \phi_j (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu) \right]}{2 \sum_{j=i+1}^N \phi_j (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu)} \sin \left[2 \left(\varphi_{0i} + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \left(\frac{300}{\nu} \right)^2 \right) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$U_{\Sigma N} = P_0 \sum_{i=1}^N \frac{I_i}{2\phi_i(300/\nu)^2} \times \left\{ \frac{-\sin \left[2 \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu) \right]}{2 \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu)} \cos \left[2 \left(\varphi_{0i} + \left(\phi_i + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \right) \left(\frac{300}{\nu} \right)^2 \right) \right] + \frac{\sin \left[2 \sum_{j=i+1}^N \phi_j (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu) \right]}{2 \sum_{j=i+1}^N \phi_j (300/\nu)^2 (\Delta\nu/\nu)} \cos \left[2 \left(\varphi_{0i} + \sum_{j=i+1}^N \phi_j \left(\frac{300}{\nu} \right)^2 \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

Модель многослойной области является упрощённым описанием произвольной неоднородной вдоль луча зрения области синхротронного радиоизлучения, содержащей неоднородно распределённые тепловые электроны. В частности, с помощью этой модели можно описать излучающую область, когда на луче зрения лежат спиральные рукава Галактики и межрукавные области. Также, например, с помощью этой модели удобно рассмотреть деполаризующее воздействие (из-за дисперсии фарадеевского вращения в полосе приёма) области ионизованного водорода НII, расположенной внутри излучающей области.

2. МНОГОЧАСТОТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ СИЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

На радиоастрономической обсерватории «Старая Пустынь» были выполнены многочастотные поляризационные радиоастрономические наблюдения области с координатами $\alpha_{1950} = 4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = 61^\circ$ (галактические координаты $l = 146^\circ 47'$, $b = 9^\circ 03'$), отличающейся повышенной яркостной температурой линейно поляризованного радиоизлучения. Цель наблюдений заключалась в подробном изучении спектра яркостной температуры линейно поляризованного радиоизлучения данной области, для чего были проведены наблюдения на 25 частотах в диапазоне от 195 до 1 250 МГц. Измерения были

выполнены с помощью полноповоротных радиотелескопов с параболическими рефлекторами диаметром 8 м (частота 1 250 МГц, угловое разрешение $2^\circ 15'$), 10 м (частоты 910 и 920 МГц, угловое разрешение $2^\circ 30'$) и 14 м (остальные частоты (см. табл. 1), угловое разрешение от $3^\circ 30'$ до $7^\circ 40'$). Применялся метод сопровождения антенной радиотелескопа исследуемой области в окрестности её верхней кульминации в интервале часовых углов $\pm(1^h 30^m \div 2^h)$ от кульминации. В процессе измерений линейно поляризованного сигнала облучатель в первичном фокусе антенны непрерывно вращался со скоростью один оборот за $T = 5$ минут. При этом сигнал на выходе модуляционного приёмника радиотелескопа представляет собой синусоиду с периодом $T/2$ и медленно меняющимися амплитудой (из-за наличия побочного сигнала, обусловленного в основном частично линейно поляризованным радиоизлучением земной поверхности, и вращения небосвода) и фазой (из-за вращения небосвода и изменения состояния ионосферы). Путём обработки этой синусоиды были получены параметры Стокса Q_Σ и U_Σ , по которым и были определены в конечном итоге значения яркостной температуры линейно поляризованного радиоизлучения данной области T_b^p . Калибровка сигнала осуществлялась по радиоизлучению остатка сверхновой Кассиопея А с учётом векового уменьшения радиоизлучения этого источника [25]. Более подробно аппаратура и методика аналогичных наблюдений описана в [16]. На рис. 1 в качестве примера приведены параметры Q_Σ и U_Σ , соответствующие наблюдению данной области на частоте 290 МГц 23 октября 1998 г. Каждый крестик соответствует интервалу времени T . Центр окружности, вписанной в массив измеренных параметров Стокса Q_Σ и U_Σ регистрируемого радиоизлучения методом наименьших квадратов, показан прямым крестиком, его координаты есть параметры Стокса побочного сигнала. Радиус окружности равен $T_b^p = \sqrt{Q_b^2 + U_b^2}$, где Q_b и U_b — параметры Стокса исследуемого сигнала в единицах яркостной температуры.

Результаты измерений яркостной температуры T_b^p линейно поляризованного радиоизлучения исследованной области приведены в табл. 1.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

По данным табл. 1 на рис. 2 нанесены значения яркостной температуры T_b^p линейно поляризованного радиоизлучения наблюдаемой области в зависимости от частоты ν . Из рис. 2 видно, что зависимость $T_b^p(\nu)$ немонотонна в исследованном интервале частот. Наиболее простой является аппроксимация этой зависимости спектром однородной области с учётом дисперсии фарадеевского вращения. Полагая в (7), (8) $N = 1$ и принимая зависимость яркостной температуры T_b полного синхротронного радиоизлучения области в виде $T_b \propto \nu^{-\beta}$, получим выражение для $T_b^p(\nu, \phi, \beta, T_{b0}^p, y)$ в виде функции частоты, зависящей от четырёх параметров, а именно от фарадеевской глубины ϕ , спектрального индекса β , амплитудного множителя T_{b0}^p и относительной ширины полосы приёмника $y = \Delta\nu/\nu$. В пределе бесконечно узкой полосы ($y \rightarrow 0$) получается формула (3), поскольку $\beta = (\gamma + 3)/2$. Отношение ширины полосы приёма к частоте приёма в данных измерениях близко в среднем к 0,035, поэтому примем

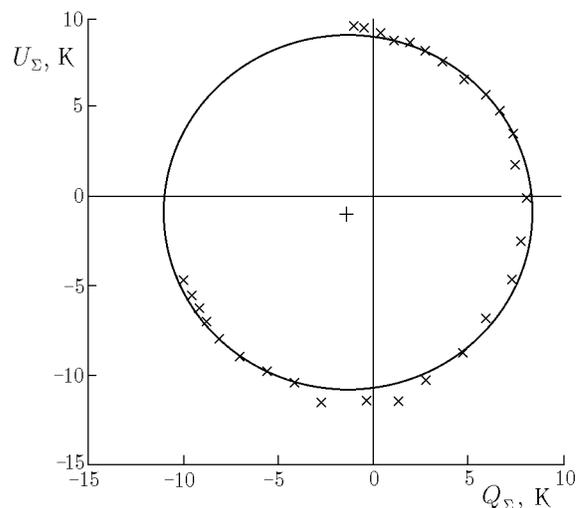


Рис. 1. Результаты измерений параметров Стокса на частоте 290 МГц от 23.10.98. Величины Q_Σ , U_Σ даны в единицах яркостной температуры

$y = 0,035$. Составим функционал $\chi^2 = \sum_{i=1}^{25} [(T_b^P(\nu_i) - T_b^P(\nu_i, \phi, \beta, T_{b0}^P)) / \sigma_i]^2$, где σ_i — погрешность значения $T_b^P(\nu_i)$, наиболее глубокий минимум которого соответствует наилучшим параметрам модели. В результате получаются следующие значения: $\phi = 1,68$ рад/м²; $\beta = 2,7$ и $T_{b0}^P = 12,6$ К; при этом $\chi^2 = 176,2$. На рис. 2 приведена соответствующая этим параметрам теоретическая кривая. Первый (со стороны более высоких частот) минимум достигается на частоте $\nu_{\min 1} = 219$ МГц, второй — на частоте $\nu_{\min 2} = 155$ МГц. Наблюдения на частоте $\nu_{\min 2}$ могли бы послужить хорошей проверкой применимости этой простой модели к данной области Галактики.

Таблица 1

ν , МГц	T_b^P , К
195	7,1 ± 0,8
197	7,4 ± 0,8
199	5,0 ± 0,8
200	9,1 ± 1,1
201	4,6 ± 0,8
203	3,9 ± 0,8
205	3,3 ± 0,8
207	3,5 ± 0,8
209	2,8 ± 0,8
211	3,3 ± 0,8
213	3,1 ± 0,8
215	2,8 ± 0,8
217	1,25 ± 0,4
240	4,9 ± 0,4
290	9,7 ± 0,5
334	10,3 ± 0,7
375	5,6 ± 0,3
385	5,1 ± 0,3
395	4,7 ± 0,3
408	3,9 ± 0,3
437	3,35 ± 0,3
448	2,95 ± 0,3
910	1,55 ± 0,15
920	1,6 ± 0,2
1 250	1,0 ± 0,2

Спектр яркостной температуры линейно поляризованной компоненты галактического радиоизлучения области с координатами $\alpha_{1950} = 4^h 30^m$, $\delta_{1950} = 61^\circ$ имеет немонотонный (осцилляторный) вид. По другому выглядит спектр $T_b^P(\nu)$ галактического радиоизлучения Северного полюса Мира (СПМ) [16]. В диапазоне частот $200 \div 1407$ МГц указанный спектр является степенным со спектральным индексом $\beta_p = 1,87 \pm 0,05$ [16]. На рис. 3 приведены измеренные значения T_b^P из [16] для этой существенно более слабой в линейно поляризованном радиоизлучении области Галактики. Анализ показал, что этот спектр хорошо воспроизводится моделью области излучения, состоящей из трёх различных слоёв. С помощью (7) и (8) была рассчитана зависимость $T_b^P(\nu, r_1, r_2, r_3, \phi_1, \phi_2, \phi_3, \varphi_{01}, \varphi_{02}, \varphi_{03}, \beta, T_{b0}^P, y)$, где r_i — относительная доля i -го слоя в яркостной температуре T_b полного синхротронного излучения в данном направлении ($r_1 + r_2 + r_3 = 1$); $\beta = 2,6$ для СПМ [26]; $y = 0,01$. Значения параметров, обеспечивающие наилучшее совпадение с экспериментальным спектром, таковы: $r_1 = 0,3$; $r_2 = 0,1$; $r_3 = 0,6$; $\phi_1 = 0,003$ рад/м²; $\phi_2 = 1,51$ рад/м²; $\phi_3 = -5,41$ рад/м²; $\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_{03}$; $T_{b0}^P = 1,7$ К при $\chi^2 = 7,4$. Соответствующая слабо осциллирующая кривая приведена на рис. 3.

Таким образом, неоднородное и неодинаковое распределение излучательной и «вращательной» способностей межзвёздной среды вдоль луча зрения объясняет наблюдаемый практически монотонный спектр $T_b^P(\nu)$ в направлении СПМ. Следует, однако, отметить, что использование модели трёх слоёв для аппроксимации спектра СПМ является, скорее, лишь иллюстрацией того, как можно получить спектр, близкий к степенному, в рамках рассматриваемой модели при числе слоёв не меньше трёх. Интерпретация спектра СПМ в рамках обсуждаемой N -слойной модели неоднозначна.

В заключение отметим, что, поскольку рассмотренная область с сильной линейной поляризацией излучения и область СПМ характеризуются малыми значениями меры вращения (соответственно 0,6 и $-0,9$ рад/м²), то, как показывают оценки, диаграммная деполяризация для этих областей несущественна. Это подтверждается и прямым сопоставлением [27] результатов наших поляризационных наблюдений области с сильной линейной поляризацией излучения и её окрестностей на частоте 408 МГц, выполненных с помощью радиотелескопа с 14-метровым рефлектором, и аналогичных наблюдений на той же частоте, выполненных в Джодрелл Бэнк с помощью радиотелескопа с диаметром рефлектора 76 метров. Несмотря на существенное различие в угловых разрешениях, коэффициент корреляции поляризационных яркостных температур составляет 0,85.

В заключение отметим, что, поскольку рассмотренная область с сильной линейной поляризацией излучения и область СПМ характеризуются малыми значениями меры вращения (соответственно 0,6 и $-0,9$ рад/м²), то, как показывают оценки, диаграммная деполяризация для этих областей несущественна. Это подтверждается и прямым сопоставлением [27] результатов наших поляризационных наблюдений области с сильной линейной поляризацией излучения и её окрестностей на частоте 408 МГц, выполненных с помощью радиотелескопа с 14-метровым рефлектором, и аналогичных наблюдений на той же частоте, выполненных в Джодрелл Бэнк с помощью радиотелескопа с диаметром рефлектора 76 метров. Несмотря на существенное различие в угловых разрешениях, коэффициент корреляции поляризационных яркостных температур составляет 0,85.

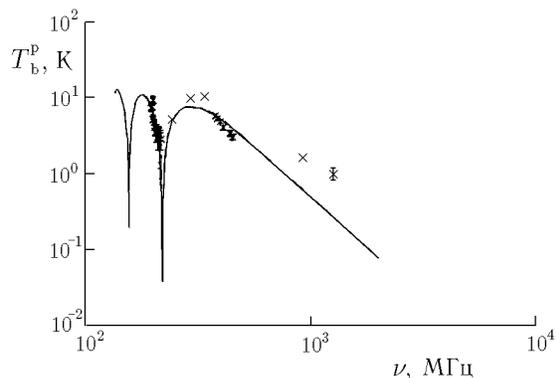


Рис. 2. Результаты измерений яркостной температуры T_b^p линейно поляризованной компоненты радиоизлучения области с координатами $\alpha_{1950} = 4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$, $\delta_{1950} = 61^\circ$ на 25 частотах и их аппроксимация спектром излучения однородной области с фарадеевской глубиной $1,68 \text{ рад/м}^2$ и спектральным индексом синхротронного излучения $\beta = 2,7$. Относительная ширина полосы пропускания приёмников $y = \Delta\nu/\nu = 0,035$

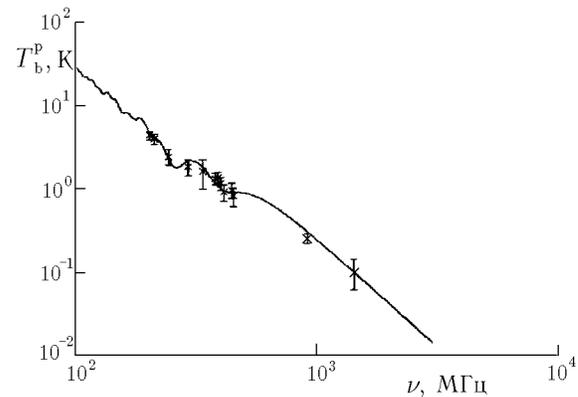


Рис. 3. Спектр яркостной температуры поляризованной компоненты радиоизлучения области Северного полюса Мира из [16] и его аппроксимация спектром излучения трёхслойной области с учётом дисперсии фарадеевского вращения ($\Delta\nu/\nu = 0,01$)

Авторы выражают благодарность В. А. Разину за внимание к работе и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Совета по государственной поддержке ведущих научных школ (грант № 00–15–96591), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 00–02–17648, 01–02–31007К) и Минпромнауки (уникальная установка рег. ном. 0.6–29).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Разин В. А. // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1. С. 846.
2. Разин В. А. Исследование космического радиоизлучения. Дис. ... к. ф.-м. н. Горький: ГГУ, 1957.
3. Разин В. А. // Астрон. журн. 1958. Т. 35. С. 241.
4. Мельников А. А., Разин В. А., Хрулёв В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 12. С. 1760.
5. Разин В. А., Хрулёв В. В., Мельников А. А., Фёдоров В. Т., Пасека А. М., Пупышева Л. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 10. С. 1461.
6. Разин В. А. Поляризация и спектры синхротронного радиоизлучения Галактики и дискретных источников. Дис. ... д. ф.-м. н. Горький: ГГУ, 1971.
7. Разин В. А., Капустин П. А., Мельников А. А., Пасека А. М., Петровский А. А., Пупышева Л. В., Самохвалов Ю. Е. // 7-я Всесоюзная конференция по радиоастрономии. Тезисы докладов. Горький, 1972. С. 11.
8. Капустин П. А., Петровский А. А., Пупышева Л. В., Разин В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 9. С. 1325.
9. Пасека А. М., Попова Л. В., Разин В. А., Архангельский В. Г., Самохвалов Ю. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 7. С. 926.
10. Кузнецова И. П., Мельников А. А., Разин В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 10. С. 1548.

11. Пасека А. М., Попова Л. В., Разин В. А. // Астрон. журн. 1976. Т. 53, № 2. С. 286.
12. Виняйкин Е. Н. // 10-я Европейская конф. молодых радиоастрономов. Тезисы докладов. Голландия, 1977. С. 40.
13. Пасека А. М. // Астрон. журн. 1978. Т. 53. С. 1 168.
14. Пасека А. М., Попова Л. В., Разин В. А., Теплых А. И. Поляризационные исследования радиоизлучения в области Петли III на частотах 240, 290, 334 и 920 МГц: Препринт № 128 НИРФИ. Горький, 1979. 105 с.
15. Пасека А. М., Попова Л. В., Разин В. А., Теплых А. И. // 12-я Всесоюзная конференция по галактической и внегалактической радиоастрономии, г. Звенигород Московской обл., 1979. Тезисы докладов. С. 64.
16. Виняйкин Е. Н., Кузнецова И. П., Пасека А. М., Разин В. А., Теплых А. И. // Письма в Астрон. журн. 1996. Т. 22. С. 652.
17. Разин В. А., Хрулёв В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т. 8. С. 1 063.
18. Гетманцев Г. Г., Токарев Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 170.
19. Виняйкин Е. Н., Крайнов И. Л. О деполяризации радиоизлучения космических источников из-за дисперсии фарадеевского вращения и оптимальной полосы приёма при поляризационных наблюдениях: Препринт № 288 НИРФИ. Горький, 1989.
20. Виняйкин Е. Н., Крайнов И. Л. // Радиоастрономическая аппаратура. XXI Всесоюзная конференция. Тезисы докладов. 1989. С. 339.
21. Разин В. А., Хижнякова И. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. С. 479.
22. Sokoloff D. D., Vykov A. A., Shukurov A., Berkhuijsen E. M., Beck R., Poezd A. D. // MNRAS. 1998. V. 299. P. 189.
23. Трубников Б. А. // ДАН СССР. 1958. Т. 118. С. 913.
24. Виняйкин Е. Н. // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 674.
25. Vinyajkin E. N. // Astrophes. Space Sci. 1997. V. 252. P. 249.
26. Reich P., Reich W. // Astron. Astrophys. 1988. V. 196. P. 211.
27. Пасека А. М. Радиополяризационные исследования Петли III и области Полярной звезды в длинноволновой части дециметрового диапазона волн: Препринт № 300 НИРФИ. Горький, 1990.

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

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

**SPECTRA OF THE BRIGHTNESS TEMPERATURE OF LINEARLY POLARIZED COMPONENT OF THE
BACKGROUND RADIO EMISSION FROM THE GALAXY**

E. N. Vinyaikin, A. M. Paseka, and A. I. Teplykh

We calculate the Stokes parameters of synchrotron radiation of the interstellar medium for the model of radiation source consisting of N homogeneous layers. The calculations take into account the variance of the Faraday rotation. The results of polarization measurements of the Northern Spur and a region of strong linear polarization of radio emission with coordinates $\alpha_{1950} = 4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ and $\delta_{1950} = 61^{\circ}$, performed at NIRFI at 25 frequencies in the interval 195–1250 MHz, are presented. Based on the models considered, we discuss the spectra of polarization temperature of these regions.

УДК 533.951+537.868

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ, СОЗДАВАЕМОЙ ПУЧКОМ МОЩНЫХ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

В. Л. Фролов¹, Е. Н. Сергеев¹, П. Штуббе²

Основываясь на данных экспериментов по модификации F -области ионосферы пучком мощных коротких радиоволн, выполненных на стенде «Сура» в 1996–2000 гг., проводится анализ измерений продольной (относительно линий геомагнитного поля Земли) скорости распространения различных типов возмущений, создаваемых в областях резонансного взаимодействия мощной волны с плазмой. В основе метода таких измерений лежит использование генерации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Установлено, что скорость переноса возмущений, как правило, превышала тепловую скорость ионов, часто достигая тепловой скорости электронов или даже в некоторых случаях значительно превышая её. Проанализирована зависимость особенностей эволюции наблюдаемых явлений от схемы измерений (частоты и мощности нагревной и диагностической волн, временных режимов их излучения, разнеса по высоте областей генерации возмущений и их диагностики и др.). Обсуждается возможное влияние нижней ионосферы на характеристики наблюдаемых эффектов. На основе выполненных исследований сформулированы требования к проведению такого рода измерений и определены задачи дальнейших экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики ионосферно-плазмозферного переноса в околоземном пространстве является важным аспектом проблемы изучения природы различных атмосферных процессов. Изучение процессов переноса в верхней ионосфере связано со значительными сложностями, поскольку необходимо учитывать большое количество различных параметров, функциональных связей и зависимостей, многие из которых трудно измерять даже в условиях невозмущённой ионосферы. Анализ проблемы ещё более усложняется, когда приходится учитывать влияние различных типов возмущений, вызванных, например, гелиоактивностью. При этом, как правило, оказываются неизвестными с необходимой полнотой изначальные характеристики самого источника возмущений, момент его включения и эволюционные характеристики, вся цепочка трансформации одних типов возмущений в другие, а также часто и наблюдательные проявления этих возмущений. В свою очередь, неповторяемость характеристик событий, а зачастую их единичность резко ограничивает возможности их детального изучения. Поэтому важное значение приобрело проведение активных экспериментов в ионосфере (например, нагрев ионосферы мощными радиоволнами наземных коротковолновых (КВ) передатчиков, выброс химически активных веществ с борта ИСЗ и геофизических ракет, инжекция в плазму пучков заряженных частиц), в которых воздействие на ионосферу осуществляется контролируемым образом с использованием различных средств её диагностики. При этом ионосфера используется как природная плазменная лаборатория, в которой возможно выполнять исследования по широкому кругу проблем.

В настоящей работе мы рассматриваем возможности экспериментального определения скорости распространения различных типов возмущений, возбуждаемых в плазме F -области ионосферы мощной короткой радиоволной, используя для их диагностики искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ). Отметим, что изучение особенностей взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой относится к одному из наиболее активно разрабатываемых направлений современной физики, имеющему разнообразное приложения в геофизике, физике плазмы и физике космоса. Здесь принципиальным моментом является то, что взаимодействие интенсивного излучения с плазмой сопровождается

развитием целого ряда нелинейных явлений и генерацией различных типов искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ). Выполненные в течение последних трёх десятилетий широкомасштабные экспериментальные и теоретические исследования, главные результаты которых суммированы в целом ряде специальных выпусков журналов [1–7], позволили разработать достаточно детальную картину развития взаимодействия мощной радиоволны с плазмой. Это даёт сегодня возможность перейти к следующему этапу исследований, основным направлением которого является развитие на основе использования ИИТ новых методов диагностики различных процессов, протекающих в ионосфере. Одним из центральных вопросов здесь является экспериментальное изучение особенностей процессов переноса в магнитоактивной плазме, а также условий генерации вторичной турбулентности, инициируемой распространяющимися в плазме первичными возмущениями. Эти исследования были стимулированы рядом ранее полученных в нагревных экспериментах результатов, которые до сих пор остаются до конца не объяснёнными. Так, эксперименты [8–10] с использованием методов обратного рассеяния коротких радиоволн и зондирования ионосферы сигналами ИСЗ показали, что искусственные неоднородности с масштабами поперёк геомагнитного поля $l_{\perp} \simeq 30 \div 500$ м могут занимать пространственную область до 100 км вверх и вниз от уровня отражения волны накачки (ВН), что значительно превышает характерные масштабы термодиффузионных процессов в ионосфере на высотах $180 \div 250$ км. Согласно [8, 10] эффективная продольная скорость расширения объёма, занятого этими неоднородностями, варьировалась в широких пределах от 10^4 до $2 \cdot 10^6$ см/с, часто заведомо превышая скорость изменения концентрации плазмы за счёт продольной амбиполярной диффузии. Кроме того, измерения [11], выполненные с использованием радиотелескопа УТР-2 (г. Харьков), продемонстрировали, что область, занятая декаметровыми неоднородностями, может иметь слоистую структуру со значительным ослаблением интенсивности неоднородностей в межслоевом пространстве. Такую структуру области трудно объяснить, оставаясь в рамках механизма «прорастания» неоднородностей концентрации плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля вверх и вниз по высоте от области их генерации. Наконец, здесь уместно отметить также лабораторные эксперименты [12, 13], где прямыми измерениями показано, что характерное время изменения концентрации магнитоактивной плазмы при её локальном разогреве отвечает униполярному характеру переноса возмущений.

Прогресс в решении поставленной задачи в наших экспериментах связан с использованием ИРИ для диагностики ИИТ. Как показали выполненные исследования [14–26], ИРИ есть результат переизлучения электростатических плазменных колебаний. При этом мелкомасштабные ($l_{\perp} \leq 30 \div 50$ м) искусственные ионосферные неоднородности (МИИН), с одной стороны, оказывают определяющее влияние на генерацию таких спектральных компонент искусственного радиоизлучения ионосферы, как DM (downshifted maximum) и BC (broad continuum), прямо определяя свойства источника в механизмах их формирования, а с другой — приводят к ослаблению этих и других компонент ИРИ через аномальное ослабление выходящих из возмущённой области ионосферы электромагнитных волн, выступая здесь в роли депрессора.¹ Такое влияние МИИН на свойства ИРИ служит основой для развития методов диагностики как высокочастотной, так и низкочастотной составляющих ИИТ [15, 19, 25]. Поскольку DM и BC являются наиболее мощными компонентами в спектре ИРИ, а механизмы их генерации достаточно детально разработаны (см., например, [17, 18]), в наших измерениях они наиболее часто используются для диагностики ИИТ. Кроме них, в условиях, когда частота $f_{ВН}$ волны накачки (ВН) близка к одной из гармоник гирочастоты электронов, в области положительных отстроек относительно $f_{ВН}$ наблюдается генерация мощного широкополосного излучения (broad upshifted maximum, BUM) [16, 20, 21], которое также используется нами в качестве диагностического. Детальное описание различных схем диагностики ИИТ с помощью ИРИ можно найти в [15, 19, 20, 25, 27, 28]. Ниже при описании экспериментов мы будем давать краткие комментарии по принципиальным

¹ Здесь и далее мы будем использовать ставшие общепринятыми введённые в зарубежной литературе обозначения различных компонент ИРИ.

моментам использования этих схем.

В настоящей работе анализируются результаты измерений, выполненных на стенде «Сура» в период 1996–2000 гг. Стенд «Сура» расположен вблизи р/п Васильсурск Нижегородской обл. Он включает в себя три передатчика ПКВ-250, каждый из которых подключён к своей антенной решётке, состоящей из 4×12 широкополосных скрещённых диполей. Каждый из трёх модулей стенда может работать независимо от других, излучая вертикально вверх волны О- или Х-поляризации в выбранном временном режиме с заданными частотой и мощностью излучения. Эффективная мощность излучения одного модуля стенда составляет $15 \div 30$ МВт в диапазоне частот $4,3 \div 9,5$ МГц, увеличиваясь с ростом частоты излучения. Такая конфигурация стенда очень удобна для проведения измерений по схеме так называемого дополнительного нагрева, когда излучение одного модуля стенда используется как диагностическая волна (ДВ) для возбуждения диагностического ИРИ, по вариациям характеристик которого судят о свойствах турбулентности, возбуждаемой второй мощной волной (волной накачки), используемой в качестве стороннего источника возмущений. Варьируя параметры ВН, можно создавать искусственные возмущения определённого типа с контролируемыми свойствами на заданном расстоянии выше или ниже области их диагностики. Эти возмущения, достигая при своём распространении вдоль силовых линий геомагнитного поля области генерации диагностического ИРИ, будут изменять условия его возбуждения, а следовательно и его характеристики. Временная задержка проявления этих возмущений относительно времени включения ВН (с учётом конечности времени развития как первичной ИИТ, так и турбулентности в области генерации диагностического ИРИ) позволяет оценить скорость переноса возмущений вдоль силовых линий геомагнитного поля. По этим изменениям можно также судить о влиянии того или иного фактора (МИИН, температуры электронов T_e , ускоренных электронов и т. д.) на генерацию различных компонент ИРИ, а через них — и о характеристиках соответствующих неустойчивостей. Важно, что в случае использования ИРИ для диагностики ИИТ мощность ДВ должна быть выше порога возбуждения неустойчивостей, приводящих к генерации излучений. Следовательно, сама ДВ оказывает достаточно сильное воздействие на плазму, и её нельзя считать в чистом виде «диагностической». Это является принципиальным обстоятельством при проведении такого рода измерений.

Диагностическое оборудование, размещённое на приёморегистрирующем пункте в 1 км от нагревного стенда, включает в себя диагностическую антенну, состоящую из 12-ти широкополосных скрещённых диполей с коэффициентом усиления $G \simeq 30$, восьми КВ приёмников типа «Катран», оснащённых аппаратурой цифровой регистрации амплитуды принимаемых сигналов на базе персонального компьютера и аналого-цифровой платы АТ-МЮ-16-Е2 с временной дискретизацией сигналов порядка 100 мкс, 8-канальный магнитограф НО-67 и аналоговые регистраторы для записи сигналов на ленту быстродействующего самописца. Это оборудование используется для изучения эффектов аномального ослабления и самовоздействия радиоволн в возмущённой области ионосферы, а также для регистрации сигналов ИРИ на фиксированных частотах. Спектры ИРИ, получаемые с помощью спектроанализатора НР-3585А, в процессе измерений регистрируются автоматически с помощью персонального компьютера. Все эксперименты сопровождаются ионозондовыми измерениями каждые 15 мин для мониторинга состояния ионосферы и определения критических частот слоя F_2 . При обработке экспериментальных данных полученные ионограммы используются для последующего нахождения истинных высот отражения радиоволн.

Основной целью настоящей работы является детальный анализ влияния различных факторов, касающихся излучения ВН и ДВ, а также условий проведения экспериментов на получаемые результаты. В первом разделе работы подробно анализируются результаты исследований характеристик диагностического ИРИ, полученных в экспериментах, когда $f_{ВН} = f_{ДВ}$ (раздел 1.1) и когда $f_{ВН} \neq f_{ДВ}$ (раздел 1.2). Особенности динамики диагностического ИРИ при использовании коротких импульсов ВН, когда ИИТ не успевает достичь стационарного уровня своего развития, рассмотрены в разделе 1.3.

В разделе 1.4 кратко обсуждается влияние ДВ на взаимодействие ВН с плазмой. В разделе 1.5 рассмотрено возможное влияние нижней ионосферы (слоёв D и E) на результаты измерений. В заключительной части работы суммированы результаты рассмотренных экспериментов и кратко обсуждаются пути дальнейшего развития начатых исследований.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1.1. Динамика диагностического ИРИ при $f_{ДВ} = f_{ВН}$

Для введения в суть наблюдаемых эффектов рассмотрим сначала случай, когда дополнительный нагрев плазмы осуществляется на частоте, равной частоте ДВ. Представленные на рис. 1 измерения были выполнены 6 сентября 1996 г. с 17:30 до 17:50 MSK при $f_{ДВ} = f_{ВН} = 4300$ кГц. Рис. 1а демонстрирует эволюцию амплитуды ДМ-компоненты ИРИ на частоте $f = 4289$ кГц ($\Delta f = f - f_{ДВ} = -11$ кГц). Эффективная мощность непрерывно излучаемой ДВ здесь составляла $P_{ДВ} \simeq 2$ МВт, а ВН мощностью $P_{ВН} \simeq 60$ МВт включалась на 15 с каждую минуту.² Как видно из рисунка, в динамике регистрируемого излучения можно выделить, по крайней мере, пять стадий эволюции:

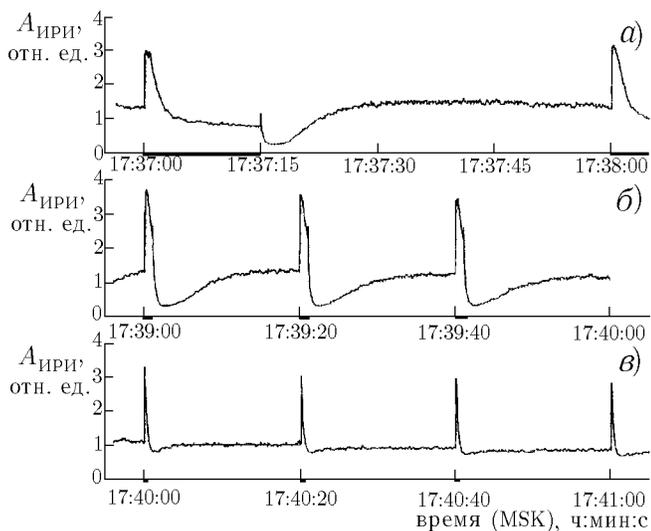


Рис. 1

при выключении ВН до уровня много меньшего, чем стационарная интенсивность индуцированной диагностической волной излучения, определяемое уменьшением интенсивности электромагнитной волны в области её взаимодействия с плазмой при сохраняющихся вначале интенсивных МИИН и, следовательно, сильном аномальном ослаблении выходящего из возмущённой области ионосферы излучения;

4) восстановление интенсивности излучения до некоторого определяемого мощностью ДВ уровня (здесь за время $10 \div 15$ с), связанное с уменьшением интенсивности МИИН при переходе к более низкой мощности воздействующей волны и, как следствие этого, с уменьшением аномального ослабления;

5) дальнейшее небольшое плавное уменьшение интенсивности излучения вплоть до следующего импульса ВН, которое определяется постепенным изменением спектра МИИН в условиях воздействия на плазму излучением ДВ, а также влиянием эффектов последействия, вызванных излучением ВН.

Как показали наши многочисленные измерения, при достаточно длинных импульсах ВН ($\tau_{и} \geq 3$ с при $P_{ВН} \geq 5 \div 10$ МВт), когда спектр МИИН за время излучения ВН успевает достичь стационарного

² Здесь и далее интервалы излучения ВН на рисунках отмечены на оси времени жирными линиями.

состояния, наблюдаемые плавные изменения интенсивности ДМ и ВС определяются главным образом изменением интенсивности МИИН в области взаимодействия мощной радиоволны с плазмой. Однако при проведении исследований довольно часто нами используются также режимы модификации ионосферы короткими ($\tau_{\text{и}} \leq 1$ с) импульсами излучения ВН, когда возбуждаемая турбулентность носит явно нестационарный характер и обладает рядом специфических особенностей [29, 30]. Естественно, это находит своё отражение и в свойствах возбуждаемого ИРИ.

На рис. 1 приведены результаты измерений при коротких импульсах нагрева ($\tau_{\text{и}} = 1$ с (рис. 1б) и $\tau_{\text{и}} = 0,1$ с (рис. 1в)) при периоде их следования $T = 20$ с. Во-первых, видно, что с уменьшением длительности импульса ВН уменьшается квазистационарная интенсивность ИРИ, устанавливающаяся после окончания воздействия. Последнее прямо свидетельствует о наличии эффекта последействия, свойства которого определяются уровнем индуцированной волной накачки турбулентности и который может проявляться в виде эффекта гистерезиса для ИРИ в силу аналогичного эффекта, имеющего место для МИИН [31, 32]. В частности, измерения [14] продемонстрировали, что длительность эффектов последействия может достигать нескольких минут, что сравнимо с временем выноса плазмы из возмущённой области ионосферы за счёт её естественного горизонтального дрейфа. Во-вторых, пиковая амплитуда возбуждаемого волной накачки ИРИ в данной серии измерений была максимальной при $\tau_{\text{и}} = 1$ с, уменьшаясь как при более длинных, так и при более коротких импульсах ВН. Это показывает, что условие возбуждения максимальной интенсивности ИРИ определяется не только мощностью ВН, но и уровнем низкочастотной турбулентности в области её взаимодействия с плазмой, который в данном случае определяется как мощностью ДВ, так и эффектами последействия от предыдущих включений ВН. В-третьих, время релаксации индуцированных волной накачки возмущений уменьшается с уменьшением длительности импульса ВН от $t_{\text{рел}} \simeq 10 \div 12$ с для $\tau_{\text{и}} = 15$ с до $t_{\text{рел}} \simeq 8 \div 10$ с для $\tau_{\text{и}} = 1$ с и ещё более резко до $t_{\text{рел}} \simeq 3$ с для $\tau_{\text{и}} = 0,1$ с. В целом это определяется характером измеренной ранее в [29, 30, 33] зависимости времени релаксации нестационарной низкочастотной турбулентности от длительности импульса излучения ВН. Ниже, в разделе 1.3, мы более подробно остановимся на характеристиках диагностического ИРИ при нагреве ионосферной плазмы короткими импульсами ВН.

Таким образом, на примере представленных на рис. 1 экспериментальных данных можно заключить, что характеристики индуцируемой волной накачки турбулентности зависят от многих факторов, роль которых необходимо изучить с учётом конкретных условий проводимых измерений, чтобы дать правильную интерпретацию получаемых результатов.

Выше мы рассмотрели результаты измерений, когда ДВ излучалась в непрерывном режиме, и в спектре диагностического ИРИ основными были такие его тепловые компоненты, как ДМ и ВС [16, 22]. Ситуация несколько изменяется, когда используется квазинепрерывное излучение ДВ с паузами, длительность которых достаточна для релаксации вызванных излучением диагностической волны возмущений. Особенности такого рода измерений рассматриваются в следующем разделе работы (см. рис. 2д, е).

1.2. Динамика диагностического ИРИ при $f_{\text{дв}} \neq f_{\text{вн}}$

В данном разделе работы мы рассмотрим результаты выполненных 28 марта 1996 г. с 13:15 до 15:15 MSK измерений, когда ДВ мощностью приблизительно 2 МВт излучалась в следующем режиме: 3 мин — излучение, 1 мин — пауза ([+3 мин; -1 мин]), на частоте 4 595 кГц (4 580 кГц в конце цикла измерений), а частота ВН изменялась в диапазоне от 5 105 до 4 300 кГц с шагом, приблизительно равным 100 кГц. Высота отражения ДВ составляла 200 ÷ 220 км, несколько увеличиваясь в течение цикла измерений. Минутная пауза позволяет начинать излучение ДВ в близком к «холодному старту» режиме, когда эффекты последействия от предыдущих её включений оказываются в значительной степени ослабленными. В этом заключается важное отличие представляемых здесь результатов от рас-

смотренных в разделе 1.1 данных, когда ДВ излучалась непрерывно, и ИИТ поддерживалась всё время на достаточно высоком уровне. В рассматриваемых здесь измерениях ВН мощностью приблизительно 60 МВт включалась на 30 с через 30 с после включения ДВ.

На рис. 2а–з приведена динамика амплитуды принимаемого сигнала ДВ (нижняя дорожка), а также амплитуды сигналов в области ДМ при отстройке $\Delta f = -10$ или -11 кГц (средняя дорожка) и области ВС при отстройке $\Delta f = -23$ или -29 кГц (верхняя дорожка). Следует отметить, что, поскольку приёмный пункт находится близко к нагревному стенду, сигнал на частоте $f_{ДВ}$ является суперпозицией земной и небесной волн, амплитуды которых в дневных условиях проведения измерений часто оказываются сравнимыми. Это приводит к сильным интерференционным биениям амплитуды принимаемого сигнала, имеющим квазисинусоидальную форму при плавном изменении фазы отражённого от ионосферы сигнала. Заметим, что усиление приёморегистрирующей аппаратуры было уменьшено на 6 дБ для всех сеансов дополнительного нагрева, кроме сеансов с $f_{ВН} = 4595$ кГц (рис. 2д, е), где уменьшение составляло 12 дБ во время излучения ВН, а при излучении только ДВ аттенуирование отсутствовало.

Вначале рассмотрим представленные на рис. 2д результаты измерений при $f_{ДВ} = f_{ВН} = 4595$ кГц и $P_{ДВ} \simeq 2$ МВт. Как было показано в разделе 1.1, динамика ИРИ в этом случае определяется эволюцией МИИН, индуцированных дополнительным нагревом. Здесь диагностическое ИРИ до включения волны накачки имеет очень слабую интенсивность, свидетельствующую о том, что выбранная мощность ДВ лишь немного превышает пороговую мощность его генерации. Спектральные измерения показали, что на этой стадии спектр излучения в области отрицательных отстроек имеет близкую к экспоненциальной форму без выраженных структур типа ДМ и ВС, отвечая компоненте NC_{th} (thermal power continuum) [22]. Динамика амплитуды излучения после включения и выключения ВН полностью соответствует рассмотренному в предыдущем разделе случаю $\tau_{и} = 15$ с. На этих стадиях эволюции диагностического ИРИ в спектре излучения преобладающими являются компоненты ДМ и ВС. Существенное отличие уровня интенсивности ИРИ в областях ДМ и ВС до и после дополнительного нагрева является результатом отмеченного нами ранее эффекта гистерезиса, приводящего к установлению более высокого уровня МИИН в возмущённой области ионосферы и, как следствие этого, к более интенсивной генерации ДМ и ВС. Из этих данных можно заключить, что характерные времена развития МИИН составляют $2 \div 6$ с, а их релаксация длится порядка 10 с. На рис. 2е представлены результаты аналогичных измерений, но для меньшей мощности ДВ $P_{ДВ} \simeq 0,6$ МВт. Заметим также, что здесь в отличие от остальных циклов ВН излучалась в течение 60 с. По сравнению с рассмотренным выше случаем $P_{ДВ} \simeq 2$ МВт (см. рис. 2д) здесь интенсивность диагностического ИРИ после выключения ВН имеет максимум спустя примерно 8 с (особенно ярко этот максимум проявляется для ДМ), что, судя по росту амплитуды биений ДВ, соответствует времени релаксации эффекта аномального ослабления в возмущённой области ионосферы или времени релаксации декаметровых МИИН [29, 34]. Это время несколько меньше времени восстановления сигнала диагностического ИРИ для $P_{ДВ} \simeq 2$ МВт. Последнее обстоятельство связано с более сильной поддержкой интенсивности МИИН после выключения ВН при большей мощности ДВ. При этом стационарная интенсивность МИИН после окончания дополнительного нагрева может оставаться на существенно более высоком уровне, чем до включения ВН, по сравнению со случаем более низкого уровня мощности ДВ $P_{ДВ} \simeq 0,6$ МВт, когда мощность ДВ оказывается недостаточной для поддержания турбулентности на высоком уровне и интенсивность диагностического ИРИ уменьшается практически до своего первоначального значения. Таким образом, проведённые сравнительные измерения при разной мощности ДВ ясно показывают, что для мощности $P_{ДВ} \simeq 2$ МВт, при которой был выполнен данный цикл измерений, имело место сильное влияние излучения ДВ на эволюцию диагностического ИРИ после выключения ВН.

После сделанных замечаний перейдём к рассмотрению экспериментов при $f_{ВН} \neq f_{ДВ}$. На рис. 2а представлены результаты измерений для $f_{ВН} = 5105$ кГц ($\delta f = f_{ВН} - f_{ДВ} = 510$ кГц, разность высот

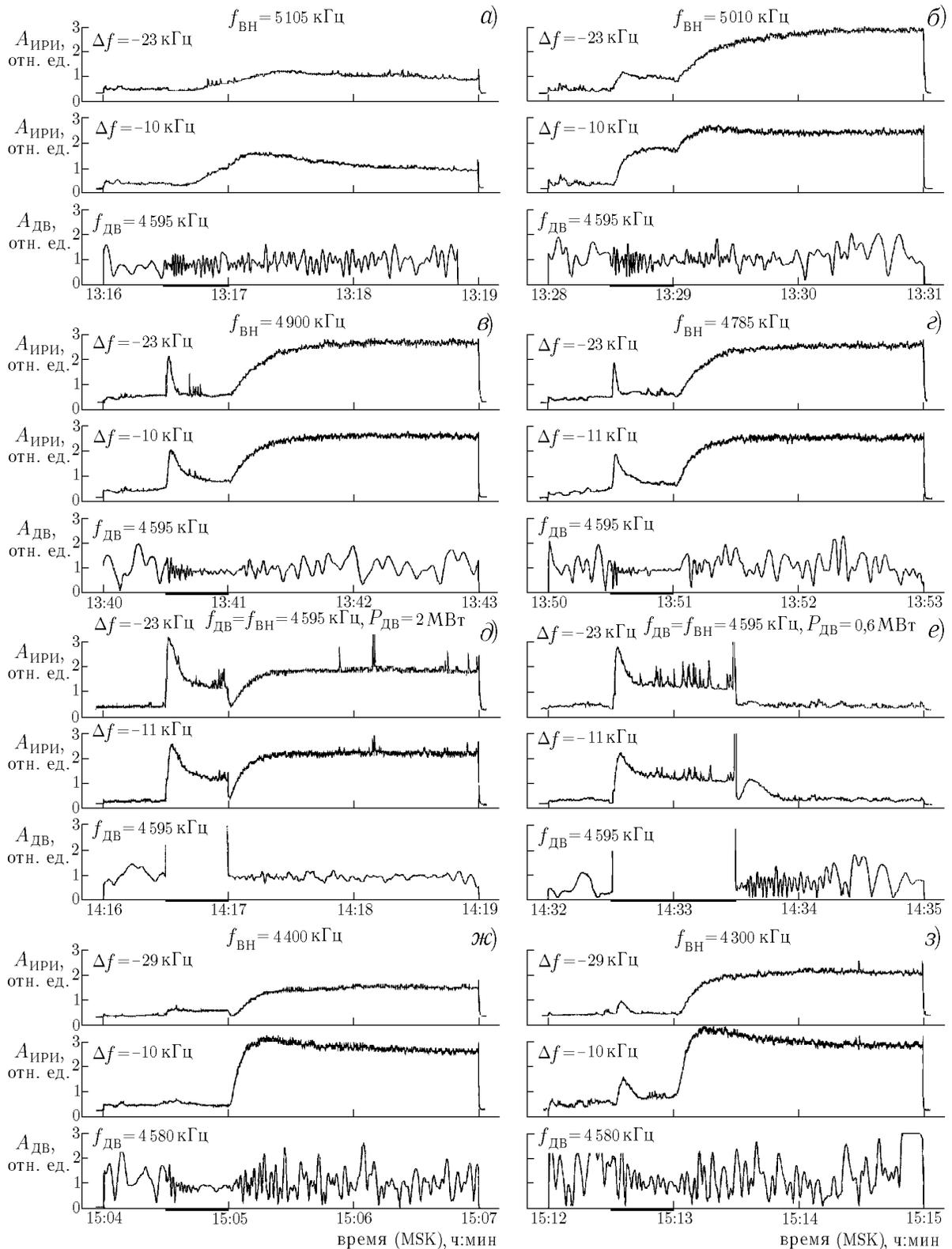


Рис. 2

уровней отражения ВН и ДВ составляла $\Delta h \simeq 50$ км). Здесь с задержкой $\Delta t \leq 0,5$ с после включения ВН в течение 3÷4 с наблюдается плавное уменьшение амплитуды ИРИ, и только через приблизительно 10 с после включения подогрева начинается постепенный рост интенсивности излучения, которая к концу импульса ВН достигает своего насыщения. Если (см., например, [15, 19]) рост интенсивности излучения (в данном случае компонент ДМ и ВС) во время импульса ВН может быть связан с усилением МИИН в области генерации диагностического ИРИ, то причины, вызывающие уменьшение интенсивности сигнала в первые несколько секунд после включения ВН, что было отмечено ещё в [22, 27], в настоящее время до конца не ясны. Отметим, что именно в это время имеют место наиболее быстрые квазипериодические осцилляции сигнала ДВ, которые, скорее всего, связаны с появлением под действием мощной радиоволны крупномасштабных вариаций профиля концентрации ионосферной плазмы. Без проведения дополнительных измерений здесь нельзя исключать, что наблюдаемые на этом интервале времени эффекты являются следствием образования искусственной дефокусирующей линзы на высотах слоёв E и F_1 ионосферы, хотя надо заметить, что её формирование должно продолжаться не менее 10 с [35, 36] (см. также раздел 1.5).

Рассмотрим теперь эффекты, наблюдающиеся после выключения ВН. Здесь с задержкой $\Delta t \leq 0,5$ с начинается рост интенсивности диагностического ИРИ, которая достигает своего максимального значения спустя приблизительно 13 с для ДМ и 25 с для ВС. После этого интенсивность плавно уменьшается до некоторого стационарного уровня, устанавливающегося к концу трёхминутного интервала излучения ДВ. Как следует из [15, 19, 37, 38], такая динамика диагностического ИРИ определяется, в первую очередь, изменением спектральных характеристик МИИН в возмущённой области ионосферы при переходе от состояния с включённым дополнительным нагревом к состоянию, когда излучается только ДВ. Однако из выводов, сделанных выше для случая $f_{ВН} = f_{ДВ} = 4595$ кГц, ясно, что ДВ оказывает здесь сильное влияние на эволюцию и спектральные характеристики МИИН. Следует заметить, что изменение уровня МИИН после выключения ВН регистрируется значительно быстрее, чем при включении ВН. Последнее может быть связано с изменением характера распространения возмущений в условиях развитой турбулентности.

Результаты измерений, представленные на рис. 2а, позволяют сделать оценки вертикальной скорости переноса индуцируемых волной накачки возмущений, которая в силу сильной замагниченности плазмы в F -области ионосферы отвечает скорости v_{\parallel} их переноса вдоль силовых линий геомагнитного поля. По задержке реакции сигнала ДВ на включение и выключение ВН $\Delta t \leq 0,5$ с при разности высот отражения ВН и ДВ $\Delta h \simeq 50$ км нетрудно получить, что $v_{\parallel} \geq 10^7$ см/с, что близко к тепловой скорости электронов $v_{Te} \simeq 2 \cdot 10^7$ см/с для условий проведения измерений. Аналогично по времени задержки начала усиления ИРИ во время дополнительного нагрева ($\Delta t \simeq 10$ с) легко получить, что в этом случае продольная скорость агента, вызывающего усиление МИИН, составляет $v_{\parallel} \geq 5 \cdot 10^5$ см/с. Это значение при учёте конечности времени развития индуцируемой волн накачки турбулентности и времени роста МИИН в области генерации диагностического ИРИ до регистрируемого уровня может более чем на порядок превышать тепловую скорость ионов $v_{Ti} \simeq 10^5$ см/с.

На рис. 2б приведены результаты измерений при $f_{ВН} = 5010$ кГц ($\delta f = 415$ кГц, разность высот уровней отражения ВН и ДВ $\Delta h \simeq 27$ км). Здесь во время дополнительного нагрева рост интенсивности диагностического ИРИ начинается существенно быстрее (через $\Delta t \simeq 1$ с), чем в предыдущем случае, и интенсивность излучения достигает более высокого уровня с последующим слабым уменьшением, более значительным для ВС по сравнению с ДМ. Также устанавливается более высокий, чем в предыдущем случае, стационарный уровень диагностического ИРИ после выключения ВН. По сравнению со случаем $\delta f = 510$ кГц новым здесь является появление на сигнале ВС ($\Delta f = -23$ кГц) резкого уменьшения интенсивности излучения приблизительно на 2 дБ сразу после выключения ВН, которое может рассматриваться как исчезновение некоторого дополнительного излучения, индуцированного ВН и обнаруживающегося на фоне усиленного диагностического ИРИ. Тестовые измерения

показали, что эта составляющая диагностического излучения не является следствием повышения общего шумового фона при включении ВН, по крайней мере, при расстройках $|\delta f| \geq 200$ кГц. Поскольку не обнаруживается резкого увеличения уровня диагностического ИРИ при включении ВН, это дополнительное излучение вряд ли является следствием влияния друг на друга передатчиков стенда через питающие их электросети, хотя последнее и нуждается в дополнительной проверке. Возвращаясь к анализу наблюдаемых эффектов, отметим также появление эффекта аномального ослабления сигнала ДВ с временем развития около 20 с, которое соответствует времени установления стационарного уровня ИРИ во время дополнительного воздействия на ионосферную плазму, и появление сильных флуктуаций ДВ, связанных с генерацией крупномасштабных искусственных ионосферных неоднородностей с $l_{\perp} \geq 100 \div 200$ м, релаксация которых наблюдается в течение всех двух минут после выключения ВН. Всё вышесказанное свидетельствует о значительно усилившемся влиянии ВН на свойства ИИТ, возбуждаемой ДВ, при уменьшении Δh с 50 до 27 км. Задержка времени начала регистрации усиления ДМ- и ВС-компонент ИРИ, а следовательно, и роста интенсивности МИИН относительно включения ВН $\Delta t \simeq 1$ с позволяет оценить продольную скорость переноса возмущений как $v_{\parallel} \geq 1,7 \cdot 10^6$ см/с, что значительно превышает v_T .

Результаты измерений для $f_{ВН} = 4900$ кГц ($\delta f = 305$ кГц, $\Delta h \simeq 17$ км) и $f_{ВН} = 4785$ кГц ($\delta f = 190$ кГц, $\Delta h \simeq 5$ км), представленные на рис. 2в и г соответственно, показывают очень схожую динамику диагностического ИРИ: во время дополнительного нагрева ионосферной плазмы интенсивность излучения быстро увеличивается с последующим сильным overshoot-эффектом (уменьшением интенсивности излучения после достижения им максимального уровня) [23, 37]. При этом, как хорошо видно из приведённых осциллограмм сигналов, ДВ испытывает сильное аномальное ослабление, которое проявляется здесь в быстром уменьшении амплитуды осциллируемого сигнала в результате уменьшения амплитуды отражённой от ионосферы волны. Время развития аномального ослабления приблизительно совпадает с временем достижения максимальной интенсивности ИРИ. В этих измерениях время задержки начала роста интенсивности ИРИ определяется точностью съёма данных с ленты самописца и заведомо не превышает 0,5 с, что соответствует скорости $v_{\parallel} \geq 3 \cdot 10^6$ см/с. После выключения ВН и релаксации аномального ослабления со временем интенсивность излучения в области ДМ и ВС увеличивается до стационарного уровня, который остаётся приблизительно одинаковым для $f_{ВН} = 5010; 4900$ и 4785 кГц. Последнее свидетельствует, что во всех этих случаях после выключения ВН устанавливается приблизительно одинаковый уровень МИИН. Спектральные измерения, выполненные на всех стадиях эволюции диагностического ИРИ, показали, что до включения ВН излучение в области отрицательных отстроек сходно с компонентой NC_{th} и спектр его простирается приблизительно на 30 кГц вниз от $f_{ДВ}$. В течение первых нескольких секунд после включения ВН в спектре ИРИ появляются компоненты ДМ и ВС, которые, однако, исчезают вместе с развитием overshoot-эффекта, и в спектре излучения опять остаётся только компонента NC_{th} . Компоненты ДМ и ВС вновь появляются в спектре диагностического ИРИ по мере релаксации аномального ослабления и усиления интенсивности излучения. Таким образом, при дополнительном нагреве ионосферной плазмы изменение интенсивности диагностического ИРИ сопровождается изменением его спектрального состава, что также необходимо принимать во внимание при анализе и интерпретации результатов измерений.

До сих пор мы рассматривали случаи, когда частота ВН превышала частоту ДВ, и область сильного дополнительного возмущения ионосферной плазмы находилась выше области генерации диагностического ИРИ. На рис. 2ж представлены результаты измерений при $f_{ВН} = 4400$ кГц и $f_{ДВ} = 4580$ кГц ($\delta f = -180$ кГц, ВН отражалась приблизительно на 6 км ниже ДВ). При такой схеме эксперимента практически отсутствует усиление диагностического ИРИ при дополнительном нагреве ионосферной плазмы, т. к. сама ДВ и выходящее диагностическое ИРИ оказываются сильно подавленными за счёт развития эффекта аномального ослабления в области сильной турбулентности, возбуждаемой

ВН. После выключения ВН с исчезновением аномального ослабления наблюдается рост интенсивности диагностического излучения до максимального значения с небольшим последующим ослаблением для ДМ ($\Delta f = -10$ кГц).

Наконец, при $f_{ВН} = 4\,300$ кГц ($\delta f = -280$ кГц, см. рис. 2з), когда ВН отражалась приблизительно на 8 км ниже ДВ, эффект аномального ослабления для ДВ уже заметно ослабевает, и во время дополнительного нагрева можно наблюдать усиление интенсивности диагностического ИРИ с последующим достаточно сильным overshoot-эффектом. После выключения ВН с задержкой $\Delta t < 0,5$ с, отвечающей $v_{\parallel} \geq 3 \cdot 10^6$ см/с, наблюдается усиление интенсивности излучения параллельно с релаксацией аномального ослабления и уменьшением интенсивности МИИН.

Завершая рассмотрение представленных на рис. 2 экспериментальных результатов, отметим, что в этом цикле измерений не наблюдалось видимого ослабления сигнала ДВ за счёт его кроссмодуляционного поглощения в слоях *D* и *E* ионосферы, вызванного разогревом плазмы полем ВН. Подробнее влияние нижней ионосферы на наблюдаемые эффекты обсуждается в разделе 1.5.

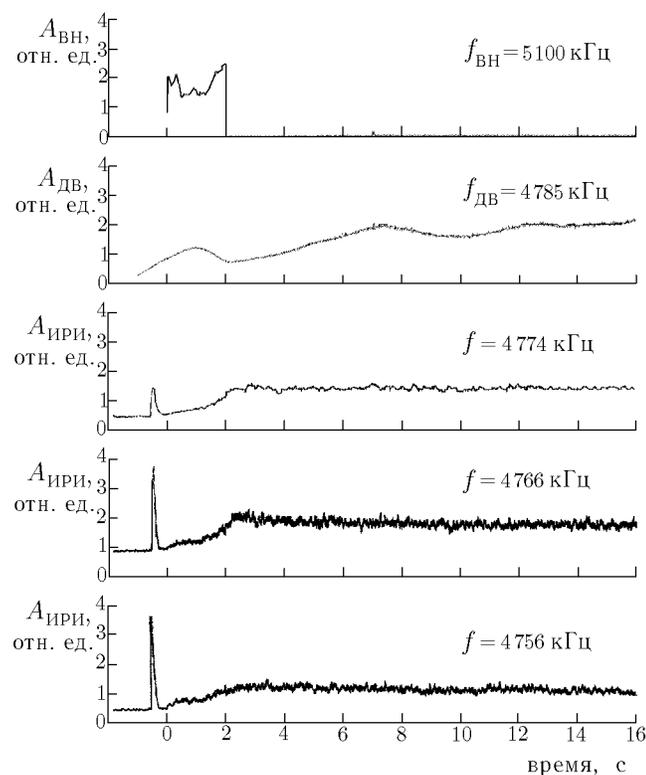


Рис. 3

устанавливается некоторый квазистационарный уровень излучения, лишь слабо превышающий уровень диагностического ИРИ в отсутствие дополнительного нагрева плазмы, и только ещё через $0,5 \div 1$ с интенсивность излучения начинает достаточно резко нарастать. Такая динамика ИРИ может свидетельствовать о наличии двух компонент индуцированного дополнительным нагревом излучения. При этом развитие первой компоненты, отвечающей, по-видимому, усилению NC_{th} , начинается с задержкой, не превышающей 100 мс.³ Это позволяет оценить продольную скорость переноса возмущений $v_{\parallel} \geq 10^7$ см/с, что близко к v_{Te} . Задержка развития второй компоненты, отвечающей, вероятнее всего, уже ДМ и ВС (а следовательно, и развитию МИИН), составляет примерно 1,5 с, что даёт скорость $v_{\parallel} \simeq 7 \cdot 10^5$ см/с, значительно превышающую v_{Ti} . После выключения ВН интенсивность излучения,

Рассмотрим теперь представленные на рис. 3 результаты эксперимента, в ходе которого после достаточно длительной паузы импульсы ВН эффективной мощностью около 70 МВт излучались на частоте 5100 кГц в режиме [+2 с; -58 с]. В этом эксперименте излучение ДВ мощностью приблизительно 4 МВт на частоте 4785 кГц начиналось за 0,5 с до включения импульса ВН. Разность высот отражения указанных волн составляла примерно 10 км ($h_{отр} \simeq 235$ км для ВН и $h_{отр} \simeq 225$ км для ДВ). Измерения проводились 23 мая 1998 г. в 19:09 MSK. Представленные здесь данные отвечают условиям «холодного» включения, когда ещё не накопились эффекты последствия от предыдущих циклов нагрева ионосферы, и сразу после включения ДВ спектр ИРИ соответствовал компоненте NC_{th} без выраженных структур ДМ и ВС. Хорошо видно, что увеличение интенсивности диагностического ИРИ как в области ДМ ($f = 4774$ кГц), так и в области ВС ($f = 4756$ и 4766 кГц) имеет хорошо выраженный двухступенчатый характер, когда спустя примерно 0,5 с после включения ВН

³ Мы не можем здесь сказать что-то более определённое о спектральном составе ИРИ, поскольку при коротких импульсах ВН спектральные измерения с используемой нами техникой крайне затруднены.

имея вначале существенно более высокий уровень, чем до включения нагрева, плавно уменьшается к невозмущённому состоянию в течение всей паузы дополнительного нагрева в силу, как это уже рассматривалось выше, изменения спектральной интенсивности МИИН на стадии их релаксации при наличии поддержки уровня неоднородностей за счёт энергии ДВ.

Проведённый анализ экспериментальных данных показал, что в отличие от случая $f_{ВН} = f_{ДВ}$, когда основные особенности эволюции диагностического ИРИ при дополнительном нагреве ионосферной плазмы можно было объяснить изменениями интенсивности и спектральных характеристик МИИН, измерения с разнесённым нагревом ($f_{ВН} \neq f_{ДВ}$) продемонстрировали наличие и других эффектов, которые не могут быть связаны с расширением области с неоднородностями за счёт амбипольной диффузии индуцированных волной накачки возмущений концентрации плазмы. Рассмотренные выше и некоторые другие экспериментальные данные показывают, что процессы быстрого ($v_{\parallel} \gg v_{Ti}$) переноса возмущений плазмы после включения ВН более ярко проявляются, когда разность высот отражения ВН и ДВ не превышает $20 \div 30$ км, т. е. меньше или порядка характерной длины теплопроводности для условий проведения измерений [35]. Следует, однако, заметить, что после выключения ВН такие процессы регистрировались и при большей разности высот, показывая большее дальное действие при развитой турбулентности.

Для более детального изучения наблюдаемых быстрых процессов переноса в следующем разделе работы мы рассмотрим результаты экспериментов с дополнительным нагревом ионосферы при импульсном режиме излучения ВН.

1.3. Динамика диагностического ИРИ при нагреве ионосферы короткими импульсами волны накачки

В разделе 1.1 уже кратко обсуждались некоторые особенности влияния турбулентности, возбуждаемой при нагреве ионосферы короткими (короче нескольких секунд) импульсами ВН, на эволюцию диагностического ИРИ, когда важно учитывать свойства ИИТ на нестационарной стадии её развития. Остановимся более подробно на анализе результатов, полученных в таких экспериментах.

На рис. 4 приведены результаты выполненных 20 мая 1999 г. с 19:40 до 21:00 MSK измерений динамики диагностического ИРИ для трёх отстроек, отвечающих ДМ ($\Delta f = -12$ кГц, рис. 4а за исключением верхней панели) и ВС ($\Delta f = -24$ и -45 кГц — отстройки, соответствующие областям максимальной интенсивности ВС и резкого уменьшения его спектральной интенсивности, рис. 4б и в соответственно). ДВ излучалась на частоте $f_{ДВ} = 5\,590$ кГц в режиме [+20 мс; -20 мс] с мощностью $P_{ДВ} \simeq 20$ МВт за исключением эксперимента с $\tau_{и} = 5$ с (нижние панели на рис. 4а-в), когда измерения проводились также и при $P_{ДВ} \simeq 5$ МВт. При таком режиме излучения измерение интенсивности диагностического ИРИ производилось с 10 до 19 мс каждого импульса ДВ. Естественно, временное разрешение в такой схеме измерений составляло 40 мс. ВН с мощностью $P_{ВН} \simeq 100$ МВт (для $\tau_{и} = 2$ с измерения проводились также и при $P_{ВН} \simeq 25$ МВт, см. вторые снизу панели на рис. 4б, в) излучалась импульсами на частоте $6\,400$ кГц ($\delta f = 810$ кГц) с $\tau_{и} = 0,1; 0,2; 0,5; 1$ и 2 с с периодом следования $T_{и} = 10$ с, а для $\tau_{и} = 5$ с — с $T_{и} = 30$ с. Обработка ионограмм показала, что высоты отражения ДВ и ВН составляли приблизительно 225 и 250 км соответственно ($\Delta h \simeq 25$ км).

На верхней панели рис. 4а для каждой длительности импульса ВН показано поведение интенсивности индуцированного волной накачки ИРИ при отстройке $\Delta f = -12$ кГц, отвечающей области ДМ. Из приведённых профилей интенсивности ИРИ видно, что:

- 1) характерное время его развития составляло несколько десятков миллисекунд;
- 2) максимум (пиковое значение) интенсивности ИРИ достигался на временах порядка 100 мс после начала импульса ВН;
- 3) на временах больше 300 мс интенсивность начинала уменьшаться (overshoot-эффект) с установлением стационарного уровня излучения приблизительно через 2 с;

4) для $\tau_{\text{и}} = 1$ и 2 с наблюдалась максимальная пиковая интенсивность излучения.

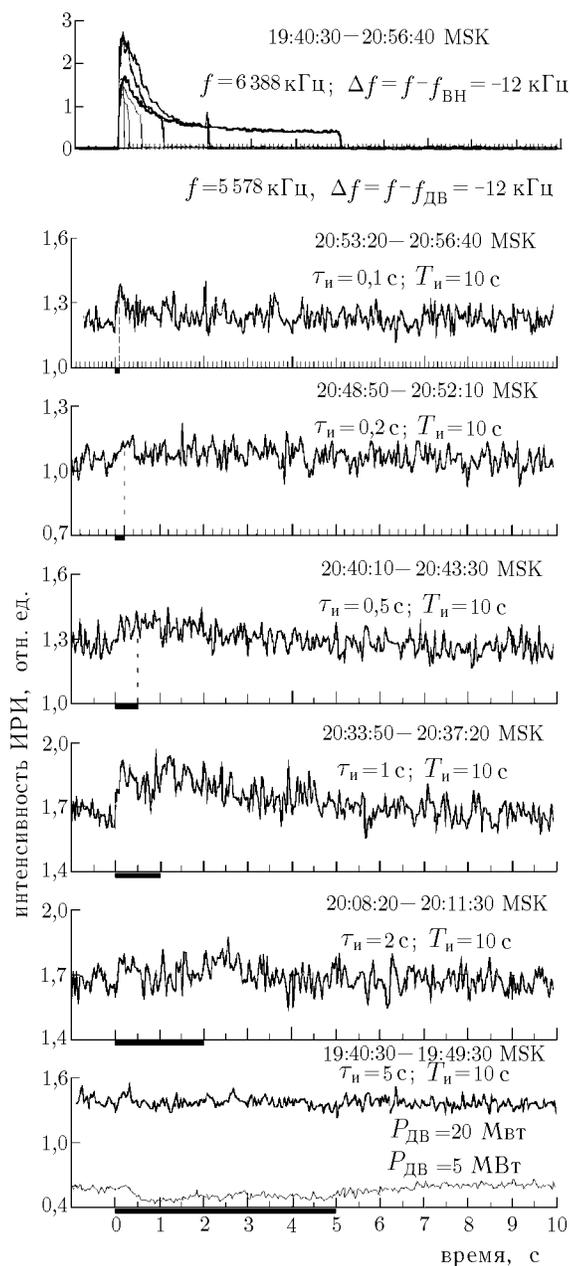


Рис. 4а

(верхняя панель на рис. 4б). Иная динамика излучения наблюдается для отстройки $\Delta f = -45$ кГц, отвечающей области сильного изменения спектральной интенсивности ВС (верхняя панель на рис. 4в). Здесь во время излучения ВН имеет место резкое уменьшение интенсивности ВС с временной задержкой, не превышающей 40 мс, которое более ярко выражено при больших длительностях импульса ВН. После выключения ВН интенсивность излучения здесь также быстро начинает восстанавливаться, достигая своего максимального значения приблизительно через 0,5 с после выключения ВН, с последующим медленным уменьшением до невозмущенного значения за время порядка нескольких десятков секунд. Если медленные (десятки секунд) времена эволюции диагностического ИРИ здесь могут быть связаны с индуцированным волной накачки изменением интенсивности МИИН в области его генера-

Основываясь на результатах ранее выполненных исследований [22, 29], из этих данных можно сделать вывод, что характерное время развития МИИН в области взаимодействия ВН с плазмой составляло от нескольких сот миллисекунд до нескольких секунд, увеличиваясь с ростом их масштаба l_{\perp} . Из увеличения пиковой интенсивности излучения при $\tau_{\text{и}} = 1$ и 2 с можно также сделать вывод, что при импульсном нагреве ионосферной плазмы при $\tau_{\text{и}} \geq 1$ с, $T_{\text{и}} = 10$ с (или при средней мощности излучения ВН $\langle P_{\text{эфф}} \rangle \geq 10$ МВт) эффекты последствий начинают играть здесь заметную роль. Отметим, что согласно прямым измерениям свойств МИИН [29, 30] их генерация наблюдается уже при длительности импульса ВН в несколько десятков миллисекунд. При этом существует ряд специфических особенностей эволюции неоднородностей после выключения ВН по сравнению с более длительными временами воздействия.

Рассмотрим особенности поведения сигнала диагностического ИРИ при различной длительности импульса ВН.

При $\tau_{\text{и}} = 0,1$ с в течение импульса ВН с временной задержкой меньше 40 мс после его включения наблюдается резкое увеличение интенсивности ДМ приблизительно на 0,5 дБ (см. вторую панель сверху на рис. 4а). Релаксация этого индуцированного волной накачки излучения с точностью 40 мс начинается сразу после выключения дополнительного нагрева плазмы и продолжается в течение примерно 200 мс. При этом вначале устанавливается несколько более высокий уровень излучения, чем до включения ВН, который плавно, за время порядка десяти секунд, уменьшается до невозмущенного дополнительным нагревом значения. Подобная картина имеет место и для отстройки $\Delta f = -24$ кГц, соответствующей участку насыщенного спектра ВС

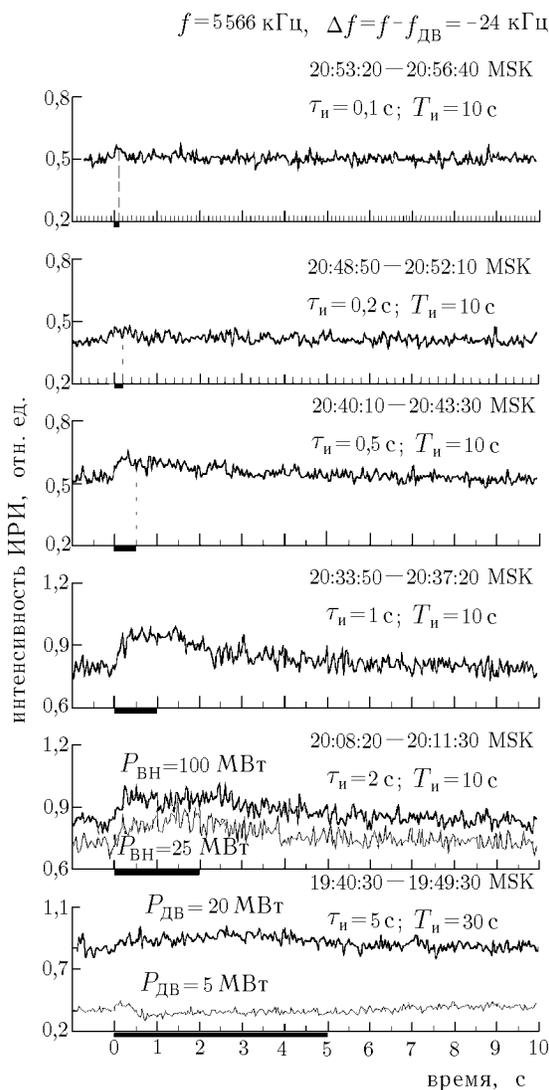


Рис. 4б

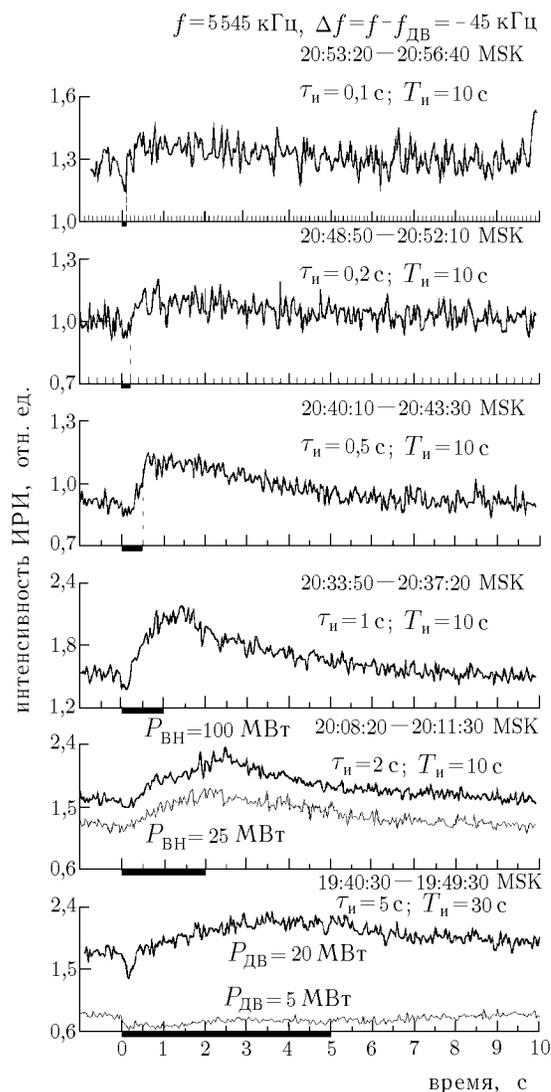


Рис. 4в

ции, то быстрые процессы, приводящие к резким изменениям интенсивности излучения практически сразу после включения и выключения дополнительного нагрева, не могут определяться диффузионными процессами, т. к. скорость их продольного распространения $v_{\parallel} \geq 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ в несколько раз превышает v_{T_e} . В настоящее время до конца не ясно, почему для компонент ДМ и $ВС_{-24 \text{ кГц}}$ имеет место рост интенсивности диагностического ИРИ, в то время как для $ВС_{-45 \text{ кГц}}$ происходит его ослабление. Возможно, это связано с особенностями генерации различных областей спектра $ВС$, но нельзя также исключать и влияние степени насыщенности спектральной интенсивности излучения на наблюдаемые эффекты, как это отмечалось в [24] и будет рассмотрено ниже.

С ростом длительности импульса ВН до $\tau_n = 0,2 \text{ с}$ и далее до $\tau_n = 0,5 \text{ с}$ стадия быстрой релаксации интенсивности компоненты ДМ после выключения ВН исчезает, и временной профиль интенсивности излучения начинает всё более приобретать форму с максимумом спустя примерно $0,5 \text{ с}$ после окончания воздействия и плавной релаксацией на больших временах. Такая динамика диагностического ИРИ становится ещё более ярко выраженной при $\tau_n = 1 \text{ с}$. Для компонент $ВС_{-24 \text{ кГц}}$ и $ВС_{-45 \text{ кГц}}$ с ростом τ_n до 1 с также характерно усиление составляющей излучения, имеющей большое (порядка

10 с) время релаксации. При этом для $\tau_{\text{и}} = 0,5; 1$ и 5 с начальный минимум излучения для BC_{-45} кГц в течение примерно $0,3$ с после начала воздействия становится всё более выраженным с последующим резким увеличением интенсивности излучения ещё при включенной ВН. Как отмечалось выше, время формирования минимума излучения отвечает началу развития overshoot-эффекта в области ДМ для ВН и совпадает с началом развития аномального ослабления и с ростом интенсивности метровых МИИН в области взаимодействия ВН с плазмой [22, 23, 29]. Оценка продольной скорости переноса возмущений, определяющих резкий рост интенсивности излучения после начального кратковременного (в течение $\Delta t \simeq 0,3$ с) спада, составляет $v_{\parallel} \simeq 8 \cdot 10^6$ см/с, что лишь приблизительно в $2,5$ раза меньше v_{T_e} . Если предположить, что рост интенсивности диагностического ИРИ определяется ростом МИИН в области взаимодействия ДВ с плазмой, то (с учётом конечной задержки $50 \div 100$ мс начала роста интенсивности МИИН после включения ВН [29, 30] и времени их роста до регистрируемого уровня в области генерации диагностического ИРИ) мы должны заключить, что скорость переноса возмущений, инициирующих генерацию МИИН, должна быть близка здесь к v_{T_e} .

Выше, основываясь на анализе поведения интенсивности излучения в области ДМ для ВН, мы установили, что при $\tau_{\text{и}} \geq 1$ с начинают проявляться эффекты последствия при периодическом воздействии мощным радиоизлучением на ионосферную плазму. Естественно, это находит своё отражение и в характере поведения диагностического ИРИ. Так, по поведению излучения в области ВС для $\tau_{\text{и}} = 2$ и 5 с (две нижние панели на рис. 4б и в) видно, что здесь по сравнению с более короткими импульсами ВН приблизительно в $1,5$ раза увеличивается интенсивность стационарного ИРИ на момент включения дополнительного нагрева плазмы, замедляется темп роста интенсивности излучения после включения ВН, а для BC_{-24} кГц наблюдается также ослабление вызванных дополнительным нагревом эффектов (для $\tau_{\text{и}} = 5$ с это проявляется более сильно). Ещё более существенные изменения здесь наблюдаются для ДМ (см. рис. 4а), где для $\tau_{\text{и}} = 2$ с влияние дополнительного нагрева резко ослабляется по сравнению с $\tau_{\text{и}} \leq 1$ с и исчезает вовсе для $\tau_{\text{и}} = 5$ с. Отметим также, что уменьшение мощности ВН в четыре раза (см. осциллограммы с индексом $P_{\text{ВН}} = 25$ МВт на вторых снизу панелях на рис. 4, для $\tau_{\text{и}} = 2$ с) не приводит к каким-либо существенным изменениям в динамике излучения. Однако кардинальное изменение динамики диагностического ИРИ в этом цикле измерений наблюдается, когда при $\tau_{\text{и}} = 5$ с (см. нижние панели на рис. 4) мощность ДВ была уменьшена в 4 раза. Здесь для всех наблюдаемых компонент ИРИ имеет место уменьшение интенсивности излучения: за время около $0,5$ с для ДМ и BC_{-24} кГц и существенно более быстро, за время меньше 40 мс, для BC_{-45} кГц; после этого в течение импульса ВН наблюдается плавное увеличение интенсивности излучения для всех регистрируемых отстроек диагностического ИРИ. Эти измерения позволяют сделать вывод, что в рассматриваемом эксперименте при $P_{\text{ДВ}} = 20$ МВт свойства индуцируемой волной накачки турбулентности в области генерации диагностического ИРИ в значительной степени определяются самой ДВ, приводя к появлению медленно релаксирующей составляющей излучения за счёт, например, поддержания усиленных МИИН. В то же время ясно, что кратковременные всплеск или ослабление излучения сразу после включения ВН не могут быть связаны с динамикой МИИН и необходимо искать иные причины, лежащие в основе этих явлений.

1.4. О влиянии диагностической волны на свойства ИИТ, возбуждаемой волной накачки

До сих пор мы прямо не рассматривали влияние возбуждаемой диагностической волной турбулентности на характер взаимодействия ВН с плазмой и генерацию ИИТ. Вместе с тем ясно, что с ростом мощности ДВ будет увеличиваться и уровень индуцируемых ею плазменных возмущений. Это приведёт к интенсификации взаимодействия ВН с плазмой при наличии достаточно высокого уровня начальной (затравочной) турбулентности. С другой стороны, при разнесённом по высоте нагреве ионосферы в условиях $f_{\text{ДВ}} < f_{\text{ВН}}$ возбуждаемая диагностической волной турбулентность может приводить к замет-

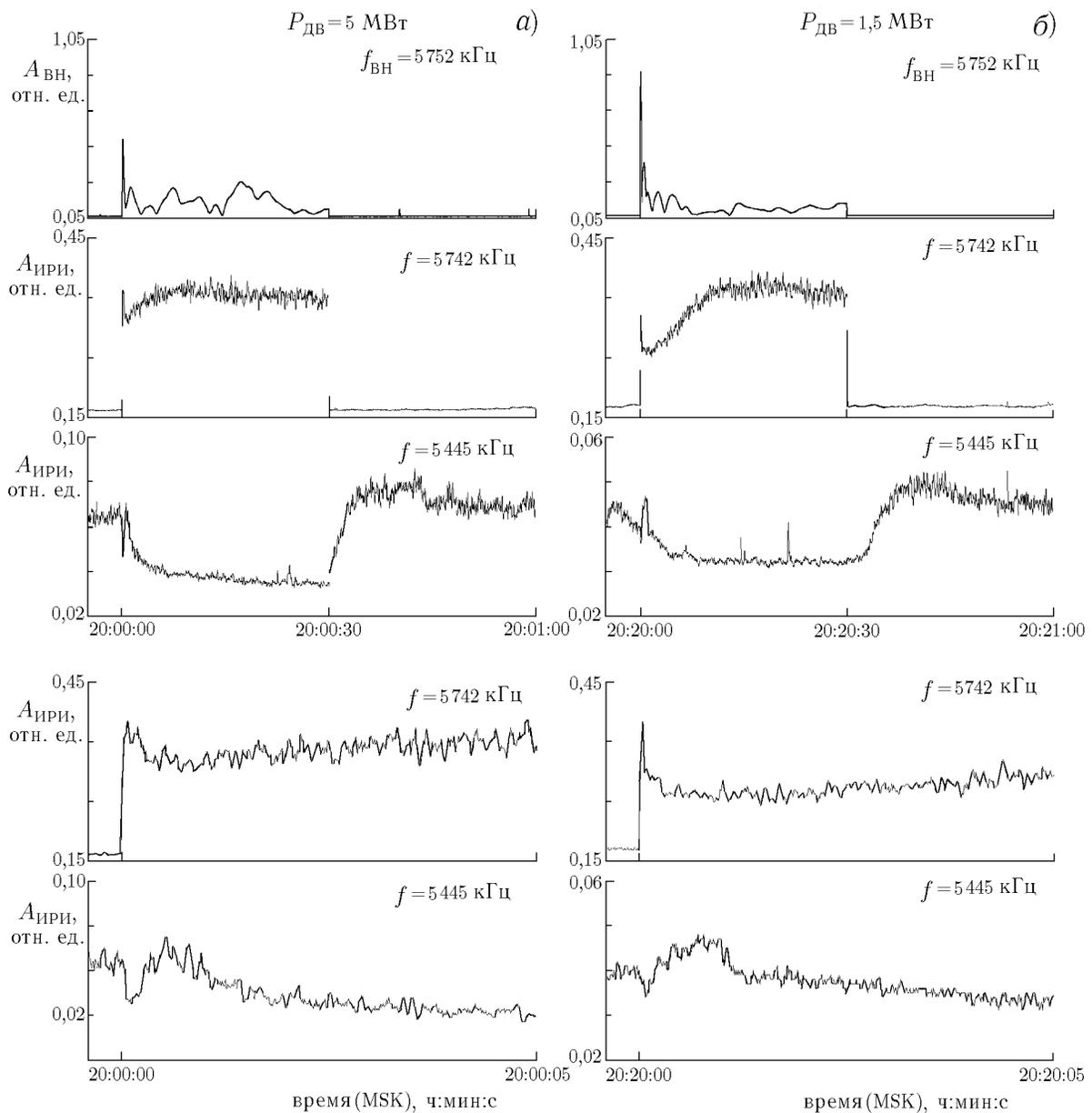


Рис. 5

ному ослаблению проходящей вверх ВН за счёт, например, эффекта аномального ослабления или рассеяния на крупномасштабных ($l_{\perp} \geq 100$ м) неоднородностях [39, 40]. Кроме этих очевидных эффектов высокая мощность ДВ приводит к насыщению создаваемой ею турбулентности и, как следствие этого (см., например, [24]), к изменению характера влияния излучения ВН на её характеристики. При этом наблюдаемые эффекты дополнительного нагрева ионосферной плазмы могут либо совсем исчезнуть, либо претерпеть качественные изменения, как это было продемонстрировано выше (см. нижние панели на рис. 4). В этом смысле наиболее информативным является случай, когда мощность ДВ лишь немного превышает пороговую мощность генерации ИРИ. Однако реализовать на практике такое условие достаточно сложно в силу имеющих место в большинстве случаев значительных вариаций ионосферных условий в течение цикла измерений при его обычной длительности около 2–3 часов в результате

как естественного тренда параметров ионосферы, так и изменения уровня её возмущённости, а также в силу существенного различия пороговых мощностей генерации различных компонент ИРИ, используемых для диагностики ИИТ: приблизительно $0,5 \div 1$ МВт для ДМ и ВС и $3 \div 5$ МВт для ВУМ (здесь мощности приведены с учётом линейного поглощения ВН в нижней ионосфере). Следует также отметить, что флуктуирующий характер ИРИ вблизи порога его генерации также сильно осложняет проводимые измерения.

В качестве примера на рис. 5 приведены результаты выполненных 22 сентября 2000 г. с 20:00 до 20:30 MSK измерений, когда ВН мощностью приблизительно 80 МВт излучалась на частоте $f_{ВН} = 5\,752$ кГц импульсами длительностью 30 с с периодом повторения 5 мин, а ДВ излучалась непрерывно на частоте $f_{ДВ} = 5\,455$ кГц с мощностью 5 и 1,5 МВт (рис. 5а и б соответственно). Обработка ионограмм показала, что в этих измерениях разность высот отражения ВН и ДВ составляла около 4 км и МИИН, возбуждаемые как ВН, так и ДВ, взаимно проникали в области резонансного взаимодействия другой волны с плазмой. На рис. 5 на вторых сверху панелях приведены осциллограммы ИРИ на частоте $f = 5\,742$ кГц ($\Delta f = -10$ кГц относительно частоты ВН, область ДМ). На вторых снизу панелях с более высоким временным разрешением показана динамика поведения амплитуды этих же сигналов в первые 5 с после включения ВН. Как показали спектральные измерения, при мощности $P_{ДВ} \simeq 5$ МВт ДМ сразу обнаруживается в спектре излучения, и за $2 \div 3$ с уровень этой компоненты достигает максимума. При $P_{ДВ} \simeq 1,5$ МВт первые $3 \div 4$ с (область начального квазистационарного уровня интенсивности принимаемого излучения) спектр излучения имеет форму типа NS без выраженной компоненты ДМ, которая появляется позднее с началом роста интенсивности излучения и достигает максимума своей интенсивности приблизительно на 10-й секунде воздействия. Ускорение развития компоненты ДМ легко понять, приняв во внимание, что более мощная ДВ обеспечивает генерацию в области взаимодействия ВН с плазмой более интенсивных затравочных неоднородностей и, следовательно, значительно ускоряет рост интенсивности как МИИН, так и ИИТ в целом.

Рис. 5 является также хорошей иллюстрацией существенного влияния мощности ДВ на динамику диагностического ИРИ (см. средние и нижние панели для частоты $f = 5\,445$ кГц, отвечающей области ДМ для ДВ). Здесь понижение мощности ДВ приводит к ослаблению начального кратковременного уменьшения интенсивности излучения в первые $200 \div 300$ мс после включения ВН и появлению более ярко выраженного последующего максимума интенсивности диагностического ИРИ на временах $\Delta t \simeq 0,3 \div 1$ с, когда ещё не наблюдается интенсивный рост ДМ для ВН. Эти измерения ещё раз ясно демонстрируют, что динамика развития диагностического ИРИ на начальном этапе взаимодействия ВН с плазмой не связана напрямую с генерацией МИИН, которые за счёт развития эффекта аномального ослабления на более поздних временах приводят здесь к сильному ослаблению интенсивности сигнала. Как уже отмечалось выше, требуется проведение дальнейших исследований для прояснения природы явлений, наблюдаемых до начала развития эффекта аномального ослабления.

1.5. О возможном влиянии нижней ионосферы на наблюдаемые эффекты

В проводимых измерениях важно быть уверенным, что наблюдаемые эффекты не являются результатом модификации нижней ионосферы. Хорошо известно (см., например, [35]), что разогрев электронов плазмы слоёв D и E ионосферы в поле мощной электромагнитной волны за счёт эффекта самовоздействия приводит к уменьшению интенсивности проходящего вверх излучения. Последнее, естественно, оказывает влияние на характеристики возбуждаемой в верхней ионосфере ИИТ. Эффект самовоздействия легко наблюдается экспериментально [36, 41, 42] и полностью соответствует теоретическим представлениям о его природе [35]. В условиях наших экспериментов при $P_{ВН} \simeq 40 \div 60$ МВт ослабление мощности ВН и ДВ за счёт эффектов самовоздействия и кроссмодуляции не превышало, как правило, 1 дБ в дневных условиях и практически отсутствовало (было меньше 0,1 дБ) при измерениях в вечернее и ночное время суток. Тестовые измерения показали, что столь малые изменения

транспортируемой в верхнюю ионосферу мощности ВН не оказывают какого-либо видимого влияния на интенсивность диагностического ИРИ. В пользу несущественности эффектов самовоздействия и кроссмодуляции волн в нижней ионосфере свидетельствуют также следующие факты:

1) в наблюдаемых нами явлениях при дополнительном нагреве ионосферной плазмы важной особенностью является существование времени задержки в несколько десятков миллисекунд и более, что заведомо превышает характерные времена изменения поглощения в нижней ионосфере;

2) не отмечено какого-либо заметного тренда характеристик наблюдаемых явлений в предзаходные часы, когда имеет место достаточно быстрое изменение электронной концентрации в слоях D и E ионосферы;

3) исследуемые в работе эффекты дополнительного нагрева не наблюдаются при нагреве ионосферной плазмы «на просвет», когда $f_{ВН}$ больше критической частоты слоя F_2 ионосферы;

4) величина изменения интенсивности диагностического ИРИ в значительной степени зависит от соотношения частот ВН и ДВ и их близости к гармонике электронной циклотронной частоты и может испытывать значительные вариации от импульса к импульсу ВН.

Второй момент, на который здесь следует обратить внимание, это образование в ионосферном слое на высотах $100 \div 200$ км области повышенной концентрации плазмы с горизонтальным масштабом, определяемым диаграммой направленности антенны нагревного стенда, вследствие ослабления рекомбинационных процессов при нагреве ионосферы мощной радиоволной. Такая крупномасштабная неоднородность электронной концентрации может действовать как дефокусирующая линза, приводя к сильному ослаблению интенсивности прошедшей через неё волны и, следовательно, к изменению интенсивности ИИТ, возбуждаемой ВН. Подробные исследования характеристик такой линзы были выполнены в [36], где показано, что её создание наиболее эффективно в дневной ионосфере и требует достаточно высокой мощности ВН, а характерные времена её формирования и релаксации составляют $15 \div 20$ с. Как показали измерения [36], в дневных условиях даже при умеренной мощности $P_{ВН} \simeq 50$ МВт ослабление интенсивности отражённых от ионосферы радиоволн может достигать $5 \div 10$ дБ. В наших измерениях контроль за интенсивностью отражённого сигнала ДВ не выявил каких-либо заметных изменений даже при использовании для нагрева ионосферы длинных ($\tau_{и} \geq 30$ с) импульсов излучения ВН. По-видимому, это связано с проведением измерений в основном в вечернее время суток, когда концентрация плазмы в нижней ионосфере уже значительно уменьшается по сравнению с дневными условиями. Естественно, сколько-нибудь заметного влияния дефокусирующей линзы трудно ожидать при коротких ($\tau_{и} \leq 1$ с) импульсах излучения ВН, хотя эффекты дополнительного нагрева (особенно быстрые процессы) здесь хорошо обнаруживаются. Сделанные замечания позволяют заключить, что наблюдаемые при дополнительном нагреве явления не являются результатом влияния дефокусировки радиоволн. Однако возможное влияние дефокусирующей линзы на результаты проводимых измерений должно приниматься во внимание, особенно если измерения проводятся в дневное время суток.

Рассматривая механизмы влияния нижней ионосферы на характеристики ИИТ, возбуждаемой в F -области, укажем также на возможную генерацию в E -области ионосферы крупномасштабных неоднородностей концентрации плазмы [41, 43]. Эти неоднородности способны фокусировать проходящее через них излучение мощной радиоволны, изменяя распределение её интенсивности в верхней ионосфере в областях резонансного взаимодействия ВН с плазмой, что скажется на характеристиках происходящих здесь процессов. Проявление этих неоднородностей возможно также через некоторые эффекты последствия. Наши эксперименты по модификации полупрозрачного спорадического слоя E показали, что неоднородности с масштабами $l_{\perp} \simeq 1 \div 3$ км возникают здесь приблизительно через 15 с нагрева и релаксируют в течение примерно 1 мин после его окончания. Поэтому влияние генерации этих неоднородностей на характеристики изучаемых при дополнительном нагреве верхней ионосферы эффектов можно легко избежать, используя в экспериментах короткие импульсы излучения ВН.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При рассмотрении условий формирования возмущённой области ионосферы, заполненной флуктуациями концентрации и температуры плазмы с различными масштабами, предполагалось (как, например, в [44]), что расширение этой области вдоль силовых линий геомагнитного поля во время нагрева должно происходить за счёт термодиффузионных механизмов расплывания из области генерации турбулентности, имеющей малые вертикальные размеры по сравнению с длиной теплопроводности. В этом случае скорость расширения возмущённой области вдоль магнитного поля должна определяться столкновительной диффузией ионов как наименее подвижных в этом направлении частиц и иметь характерное значение, близкое к их тепловой скорости, т. е. $v_{\parallel} \simeq v_{T_i} \simeq 10^5$ см/с для типичных условий проводимых нами экспериментов в F -слое ионосферы [35, 45–47]. Однако это оказалось далеко не так. Результаты рассмотренных в статье измерений при разнесённом ($f_{ВН} \neq f_{ДВ}$) дополнительном нагреве F -области ионосферы ясно продемонстрировали, что практически во всех зарегистрированных случаях скорость переноса возмущений существенно превышала v_{T_i} . При этом, по-видимому, здесь следует различать три случая: 1) $v_{\parallel} \ll v_{T_e}$; 2) $v_{\parallel} \simeq v_{T_e}$ и 3) $v_{\parallel} \gg v_{T_e}$. В первом случае ($v_{\parallel} \approx (0,7 \div 3) \cdot 10^6$ см/с по результатам наших измерений) изменение интенсивности диагностического ИРИ носит достаточно плавный характер и происходит с характерным временем порядка нескольких секунд. Это, как предполагалось также в [10], может быть связано с изменением интенсивности МИИН в области генерации излучения. При этом, поскольку $v_{\parallel} \gg v_{T_i}$, усиление МИИН в данном случае не может являться результатом «прорастания» неоднородностей из области взаимодействия ВН с плазмой, где наблюдается генерация первичной турбулентности, а происходит прямо в области возбуждения диагностического ИРИ. В этом смысле изменение интенсивности МИИН должно рассматриваться как результат развития вторичной турбулентности, индуцируемой распространяющимися в плазме возмущениями. Во втором случае наблюдаются существенно более быстрые (за время меньше 100 мс) изменения уровня диагностического ИРИ и, судя по скорости распространения возмущений ($v_{\parallel} \simeq v_{T_e} \simeq 2 \cdot 10^7$ см/с) и охватываемой области высот $\Delta h \leq 30$ км, мы имеем здесь дело с термодиффузионными процессами, связанными с потоками тепловых электронов из области резонансного взаимодействия ВН с плазмой. Отметим, что аналогичные процессы наблюдались и в лабораторных экспериментах [12, 13]. Согласно [48] в результате неоднородной термодиффузии электроны вытесняются преимущественно вдоль магнитного поля, а ионы — поперёк. При этом имеет место возмущение концентрации плазмы в области с размерами гораздо большими, чем пространственные размеры возмущения температуры, сопровождающееся появлением электрических полей и токов короткого замыкания по фоновой плазме, поддерживающих условие квазинейтральности. Наконец, в третьем случае, когда $v_{\parallel} \gg v_{T_e}$, мы, по-видимому, регистрируем влияние на характеристики диагностического ИРИ ускоренных в областях плазменного резонанса сверхтепловых электронов, как это ранее отмечалось в работах [20, 24]. В любом случае наши измерения однозначно демонстрируют, что при $v_{\parallel} \geq v_{T_e}$ реакция диагностического ИРИ на включение ВН не связана с влиянием МИИН на его генерацию. Выявление быстрых процессов переноса ($v_{\parallel} \geq v_{T_e}$) является новым результатом наших экспериментов по сравнению с ранее выполненными исследованиями.

Проведённые исследования показали, что характер влияния дополнительного нагрева ионосферной плазмы на свойства эффектов, наблюдаемых с помощью диагностического ИРИ, зависит от многих факторов. Среди них основными являются: мощность, длительность и скважность излучения ВН (через степень насыщенности возбуждаемой ИИТ и эффекты последействия); частоты ВН и ДВ (через взаимное расположение по высоте областей взаимодействия этих волн с плазмой и расстояние между ними, а также через гирорезонансные эффекты, когда частота одной из волн близка к гармонике гирочастоты электронов); мощность и режим излучения ДВ (через спектральный состав диагностического ИРИ и степень насыщенности его интенсивности, а также через влияние возбуждаемой диагностиче-

ской волной ИИТ на характер взаимодействия ВН с плазмой); уровень естественной ионосферной возмущённости (через изменение условий взаимодействия ВН и ДВ с плазмой при наличии естественной мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентности и через эффекты последействия). Одновременное влияние всех этих факторов обуславливает сложный характер наблюдаемых явлений, а зачастую и сильные вариации их характеристик даже в течение одного цикла измерений. Это значительно усложняет выполнение экспериментов и интерпретацию получаемых результатов, которая в некоторых случаях становится даже невозможной без проведения специальных тестовых измерений. Исходя из полученных к настоящему времени экспериментальных результатов, можно сделать вывод, что процессы переноса, характеризующиеся малыми ($v_{\parallel} \ll v_{T_e}$) скоростями, более ярко проявляются при использовании достаточно длительных (десятки секунд) режимов дополнительного нагрева и малой мощности ДВ. Наоборот, эксперименты с использованием коротких ($\tau_{\text{и}} \leq 1 \div 3$ с) импульсов нагрева при достаточно высокой мощности ДВ в условиях, когда расстояние между уровнями отражения ВН и ДВ $\Delta h \leq 30$ км, оказываются более подходящими для изучения процессов быстрого переноса возмущений. Ещё раз подчеркнём, что физика этих процессов и их проявление в ИРИ сегодня ещё далеки от понимания, и здесь необходимо проведение новых целенаправленных исследований.

По нашему мнению, среди широкого круга явлений, наблюдаемых в экспериментах с использованием дополнительного нагрева ионосферы, на сегодняшний день наиболее интересными являются эффекты, в природе которых важную роль должны играть потоки тепловых и сверхтепловых электронов, выходящих из области резонансного взаимодействия ВН с плазмой, а также процессы, приводящие к генерации вторичной турбулентности. С целью дальнейшего изучения указанных вопросов нами планируется проведение новых измерений с использованием коротких импульсов излучения ВН, чтобы избежать развития различных эффектов, проявляющихся при длительном нагреве ионосферной плазмы. Отдельной задачей является изучение влияния степени турбулизации плазмы на процессы переноса. Как было отмечено в данной работе, скорость отклика диагностического ИРИ на выключение ВН, когда ИИТ сильно развита, оказывается намного выше, чем в случае включения ВН, когда ИИТ имеет достаточно низкий уровень. Решение этих задач, несомненно, позволит глубже понять особенности генерации турбулентности и формирования её спектра и разработать на основе использования свойств ИИТ новые методы диагностики процессов, протекающих в магнитоактивной плазме.

В настоящей работе мы обсуждали особенности выполнения экспериментов с дополнительным нагревом ионосферной плазмы, когда воздействие на неё осуществлялось на частотах, не совпадающих с гармониками гирочастоты электронов nf_{H_e} ($f_{H_e} \simeq 1\,340$ кГц; $n = 4, 5, 6, 7$ в условиях проводимых нами на стенде «Сура» экспериментов), а для диагностики ИИТ использовались только тепловые компоненты ИРИ (DM и BC). В первую очередь, это определяется как ограниченностью приемлемого объёма самой статьи, так и её главной направленностью: дать как можно более детальное описание обычно наблюдаемых в этих экспериментах явлений и подробно рассмотреть зависимость их характеристик от условий проведения измерений и параметров как ВН, так и ДВ. Детальное рассмотрение результатов измерений, когда частоты $f_{\text{ВН}}$ или $f_{\text{ДВ}}$ близки к nf_{H_e} , будет проведено нами в отдельной публикации. Привлекательность подобных экспериментов заключается в том, что при $f \simeq nf_{H_e}$ в силу дисперсионных свойств верхнегибридной и бернштейновской плазменных волн имеет место значительное ослабление взаимодействия электромагнитной волны О-поляризации с плазмой [49], вследствие чего здесь наблюдается подавление генерации МИИН и тепловых (в первую очередь DM и BC) компонент ИРИ [16, 17, 20, 21, 26, 39]. Очевидно, что этот эффект может быть использован для детализации влияния МИИН на эволюцию турбулентности, возбуждаемой ДВ, а также для генерации ИИТ, имеющей в своей основе стрикционную природу. С другой стороны, само ИРИ вблизи гармоник гирорезонанса обладает рядом специфических особенностей, и эксперименты с дополнительным нагревом могут быть весьма полезны для понимания их природы. В частности, уже в одних из первых такого рода измерений [20, 24] было обнаружено усиление генерации BUM, которое может быть свя-

зано с влиянием ускоренных до сверхтепловых энергий электронов в области возбуждаемой волной накачки интенсивной ИИТ.

С учётом полученных данных планируется выполнение новых экспериментов с использованием для дополнительного подогрева мощных волн X -поляризации (X -нагрева), когда исключается возможность резонансного взаимодействия ВН с плазмой и, следовательно, удаётся избежать влияния интенсивной ИИТ на эффекты, связанные с омическим разогревом ионосферы и генерацией крупномасштабных неоднородностей за счёт эффекта самофокусирующей неустойчивости [35]. Выполненные на стенде «Сура» эксперименты [27] показали, что явления, наблюдаемые при X -нагреве, имеют достаточно сложную и до конца ещё не выясненную природу. В частности, было установлено, что:

— происходит модификация состояния плазмы волнами X -поляризации вблизи уровня их отражения в F -области ионосферы, которая влияет на свойства ИИТ, возбуждаемой O -волной, приводя к уменьшению интенсивности турбулентности как стрикционной, так и тепловой природы;

— эффекты X -нагрева обнаруживаются только при достаточно высокой эффективной мощности воздействия ($P_X \geq 20$ МВт), возрастая с ростом мощности X -волны. При этом влияние нагрева в большой степени зависит от уровня естественных или искусственных ионосферных возмущений;

— характерные времена развития индуцированных X -волной эффектов лежат в широком интервале от менее чем 0,1 с до 10 и более секунд, что свидетельствует о наличии различных факторов, определяющих свойства наблюдаемых явлений. Время последствия достигает $30 \div 60$ с.

Выполненные эксперименты также показали, что возбуждаемые X -волной эффекты обнаруживаются и при воздействии волнами O -поляризации, хотя в этом случае их достаточно сложно различить на фоне более сильных возмущений, появляющихся в результате развития параметрических неустойчивостей. Тем не менее их существование может также оказывать влияние на взаимодействие мощной радиоволны с плазмой. Поэтому в настоящее время стоит задача выяснения природы наблюдаемых при X -нагреве явлений с целью дальнейшей детализации картины протекающих в возмущённой области ионосферы процессов.

В дальнейших исследованиях характера распространения возмущений вдоль силовых линий геомагнитного поля мы предполагаем более широко использовать для диагностики пробные волны как O -, так и X -поляризации. Целью этих измерений будет исследование распределения по высоте в возмущённой области ионосферы искусственных неоднородностей различных масштабов. Так, использование в измерениях пробных волн O -поляризации позволяет изучать эффект аномального ослабления, связанный с развитием тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости вблизи уровня верхнегибридного резонанса мощной радиоволны (также O -поляризации) и генерации здесь МИИН [50–52]. Напротив, использование пробных волн X -поляризации в силу отсутствия для них условий резонансного взаимодействия с плазмой позволяет избежать их аномального ослабления. В то же время, как показали измерения [39, 53, 54], неоднородности с $l_{\perp} \simeq 100 \div 200$ м за счёт эффекта рассеяния на них радиоволн обеих поляризаций приводят к заметному (порядка нескольких дБ) ослаблению интенсивности отражённого от ионосферы сигнала. Последнее может быть легко использовано для диагностики как интенсивности, так и характерных времён развития и релаксации этих неоднородностей. Появление вариаций интенсивности отражённых от ионосферы сигналов пробных волн обеих поляризаций с периодом в несколько секунд и более служит индикатором генерации крупномасштабных искусственных ионосферных неоднородностей с масштабами от $l_{\perp} \simeq 200 \div 500$ м до нескольких километров. Таким образом, как это было продемонстрировано в [39], зондирование возмущённой области ионосферы с помощью пробных волн позволяет осуществлять мониторинг эволюции искусственных неоднородностей в широком диапазоне масштабов l_{\perp} — от нескольких метров до нескольких километров, и получить важную информацию об их возбуждении вне областей резонансного взаимодействия ВН с плазмой.

В заключение следует отметить, что при изучении динамики ионосферы Земли важное место за-

нимает определение электродинамического влияния её проводящей E -области на развитие неустойчивостей и процессы переноса в более верхних слоях ионосферы. Это является одним из новых направлений наших исследований, интерес к которому стимулирован рядом полученных в последнее время экспериментальных результатов, позволяющих предполагать, что модификация F -области может приводить к появлению турбулентности и в E -области ионосферы. Однако для понимания сути наблюдаемых явлений здесь ещё предстоит выполнить более детальные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99–02–16479, 01–02–16752 и 01–05–65025). Авторы работы благодарят Г. П. Комракова и сотрудников стенда «Сура» за помощь в организации и проведении измерений, а также Е. Н. Мясникова за полезные дискуссии при обсуждении результатов экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Radio Sci. 1974. V. 9, No. 12.
2. J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44, No. 12.
3. J. Atmos. Terr. Phys. 1985. V. 47, No. 12.
4. Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5.
5. J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18.
6. Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7.
7. Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 8.
8. Ерухимов Л. М., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. С. 1 814.
9. Hedberg A., Derblom H., Thide B., Kopka H., Stubbe P. // Radio Sci. 1983. V. 18. P. 840.
10. Бахметьева Н. В., Игнатъев Ю. А., Дмитриев С. А., Шавин П. Б. // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. С. 180.
11. Yampolski Yu. M., Beley V. S., Kascheev S. B., et al. // Second Volga International Summer School on Space Plasma Physics, 13–21 June, 1995. Abstracts. P. 70.
12. Егоров С. В., Костров А. В., Тронин А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 86.
13. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 482.
14. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. С. 395.
15. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Разумов Д. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. С. 1 301.
16. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M. et al. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17 597.
17. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 19 555.
18. Grach S. M., Shvarts M. M., Sergeev E. N., Frolov V. L. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60. P. 1 233.
19. Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Метелёв С. А., Сергеев Е. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. С. 909.
20. Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 352.
21. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 6 233.
22. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40. С. 1 091.
23. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. С. 619.
24. Фролов В. Л., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 562.
25. Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 313.
26. Frolov V. L., Sergeev E. N., Komrakov G. P., Stubbe P. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 3 103.

27. Frolov V. L., Kagan L. M., Sergeev E. N. et al. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 12 695.
28. Bernhardt P. A., Wagner L. S., Goldstain J. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2 879.
29. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Meteleev S. A., Sergeev E. N. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59. P. 2 317.
30. Зюзин В. А., Комраков Г. П., Насыров А. М. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. С. 942.
31. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 12. С. 1 738.
32. Jones T. V., Robinson T., Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci. 1983. V. 18. P. 835.
33. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 39. С. 998.
34. Фролов В. Л. Искусственная плазменная турбулентность верхней ионосферы, возбуждаемая мощным КВ-радиоизлучением наземных передатчиков. Результаты экспериментальных исследований. Дисс. . . . доктора физ.-мат. наук. Нижний Новгород: НИРФИ, 1996. 419 с.
35. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
36. Бойко Г. Н., Васьков В. В., Голян С. Ф. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. С. 969.
37. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 8. С. 810.
38. Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5. С. 647.
39. Фролов В. Л., Чугурин В. В., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 6. С. 497.
40. Заботин Н. А., Жбанков Г. Ф. // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40. С. 98.
41. Utlaut W. F., Violett E. J. // Radio Sci. 1974. V. 9. P. 895.
42. Holt O., Brekke A., Hansen T. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1985. V. 47. P. 537.
43. Shukla P. K., Stenflo L., Borisov N. D. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 12 279.
44. Трахтенгерц В. Ю., Рапопорт В. О., Ермакова Е. Н. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. С. 117.
45. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. // УФН. 1967. Т. 91. С. 609.
46. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
47. Жилинский А. П., Цендин Л. Д. // УФН. 1980. Т. 131. С. 341.
48. Воскобойников С. П., Гурвич И. Ю., Рожанский В. А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 829.
49. Грач С. М., Тиде Б., Лейзер Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5. С. 617.
50. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 176.
51. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 12. С. 1 827.
52. Das A. C., Fejer J. A. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 6 701.
53. Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. С. 1 112.
54. Zabotin N. A., Bronin A. G., Zhbankov G. A. et al. // Radio Sci. 2001. (submitted for publication).

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
16 мая 2001 г.

² Max-Planck Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau,
Germany

**STUDYING THE FEATURES OF TRANSPORT PROCESSES IN THE UPPER IONOSPHERE
USING HF-INDUCED ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCE**

V. L. Frolov, E. N. Sergeev, and P. Stubbe

We analyze measurements of the velocity at which the artificial plasma turbulence, induced in the regions of resonance interaction of the powerful wave with the plasma, spreads along the geomagnetic field. The experimental data were obtained in 1996–2000 during experiments at the “Sura” heating facility on the HF modification of the ionospheric F region. The stimulated electromagnetic emission (SEE) of the ionosphere was used for diagnosing the artificial plasma turbulence. The spread velocity was usually higher than the ion thermal velocity. In many cases, this velocity was close to and sometimes even much higher than the electron thermal velocity. We consider the dependence of the evolution features of the observed phenomena on the scheme of measurements (frequency and power of pumping and diagnostic waves, their timing, the distance between the levels of pumping- and diagnostic-wave reflection, etc.). The possible influence of the ionospheric D and E regions on the features of the observed phenomena is discussed. Based on the measurements performed, we formulate the requirements for future experiments.

УДК 523.164

О ТЕХНИКЕ И МЕТОДИКЕ ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВНЕЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Н. А. Дугин

Рассмотрены некоторые способы уменьшения погрешностей измерений интенсивности источников радиоизлучения. Описана конструкция двухтемпературного эталона шумового излучения для калибровки антенн при абсолютных измерениях плотности потока излучения радиоисточников по методу «чёрного» диска. Рассмотрен способ учёта неравномерности интенсивности распределённого космического излучения вокруг исследуемого источника, облегчающий выбор опорных областей.

Калибровка радиотелескопов и техника абсолютных измерений интенсивности радиосигналов являются одними из фундаментальных проблем радиоастрономии. Их решению, а именно разработке методов абсолютной калибровки антенн и приёмной аппаратуры для повышения точности радиоастрономических исследований, уделялось постоянное внимание с конца 50-х годов. Параллельно шло создание абсолютных шкал потоков излучения радиоисточников, как первичных, так и вторичных стандартов. Работам по этой тематике, проведённым в различных обсерваториях мира, посвящено большое число публикаций в научной литературе. Подробный обзор радиоастрономических методов абсолютных измерений и калибровки антенн, обобщающий первые классические работы в этой области, дан в [1]. В обзоре [2] рассмотрена история разработки абсолютных шкал потоков излучения радиоисточников и задачи, решаемые при их создании.

Для проведения абсолютных измерений плотности потока излучения внеземных радиоисточников в НИРФИ был предложен и детально разработан метод «чёрного» диска («искусственной луны»), подробно рассмотренный в [3]. С начала 60-х годов проводились регулярные наблюдения нескольких мощных дискретных источников в основном в дециметровом диапазоне длин волн в радиоастрономических обсерваториях института в п. Старая Пустынь Нижегородской области и на горе Кара-Даг (Крым). Расширение рабочего диапазона в области сантиметровых и метровых длин волн наталкивалось на ряд ограничений, присущих этому методу.

Определим, следуя работе [3], приращение антенной температуры при последовательном приёме излучения радиоисточника и опорной области при равномерном распределении яркостной температуры фона:

$$\Delta T_{\text{ист}}^a = \frac{\lambda^2}{4\pi k_B} D \eta \frac{S_\nu}{2} \exp(-\gamma_{\text{ист}}), \quad (1)$$

приращение антенной температуры при последовательном измерении радиоизлучения диска-эталона, имеющего температуру окружающей среды T_0 , и экранируемого им фона:

$$\Delta T_d^a = (T_0 - T_d^\Phi)(1 - \beta_d) \eta (1 + \xi) (1 - 0,2r^2), \quad (2)$$

и запишем соотношение для расчёта плотности потока излучения наблюдаемого радиоисточника при калибровке по «чёрному» диску:

$$S_\nu = \frac{2k_B}{\lambda^2} \frac{\Delta n_{\text{ист}}}{\Delta n_d} (T_d - T_d^\Phi) \exp(\gamma_{\text{ист}}) F_d (1 + \xi) (1 - 0,2r^2). \quad (3)$$

Здесь $D = 4\pi(1 - \beta_d)/F_d$ — коэффициент направленного действия, измеренный по «чёрному» диску, $F_d = \int_{\Omega_d} (F/F_{\text{max}}) d\Omega$, F/F_{max} — нормированная диаграмма направленности антенны, Ω_d — телесный

угол диска, η — коэффициент полезного действия антенны, $(1 - \beta_d)$ — доля мощности, излучаемая в телесный угол диска (β_d — коэффициент рассеяния), $\Delta n_{\text{ист}}/\Delta n_d$ — отношение сигналов от источника и диска на выходе радиометра, T_d — температура диска (в градусах Кельвина), $T_d^{\text{ф}}$ — температура фонового радиоизлучения за диском, $\gamma_{\text{ист}}$ — поглощение в атмосфере на высоте источника, ξ — дифракционная поправка, которая учитывает излучение Земли, попадающее в диаграмму направленности системы антенна—диск, r^2 — коэффициент отражения (по мощности) поглощающего материала диска, λ — рабочая длина волны, k_B — постоянная Больцмана. При нахождении диска в зоне Френеля антенны к правой части (3) добавляется множитель $(1 + \delta_R)$, учитывающий спад усиления из-за перефокусировки антенны на излучатель.

Из соотношения (3) видно, что к наибольшим погрешностям абсолютных измерений с помощью «чёрных» дисков приводят неточные оценки яркостной температуры излучения атмосферы $T_d^{\text{ф}}$ и дифракционные поправки, поскольку эти величины не измеряются, а рассчитываются на основе косвенных данных. В миллиметровом и начале сантиметрового диапазонов длин волн излучение атмосферы нестабильно, и оценка его яркостной температуры не точна, особенно для небольших высот, на которых обычно наблюдается калибровочный диск-эталон. Ошибка вычисления дифракционной поправки возрастает с уменьшением размера диска относительно длины волны и с уменьшением угла наблюдения диска; в среднем дифракционная поправка составляет $5 \div 10$ % с погрешностью, оцениваемой как $\xi/2$. В метровом диапазоне длин волн существенное влияние приобретает неравномерность яркостной температуры космического фонового радиоизлучения за диском, что усложняет выбор опорных областей, относительно которых проводятся измерения приращения антенной температуры (1), и приводит к дополнительной погрешности из-за перераспределения фонового излучения в боковых лепестках диаграммы направленности, если отведение диаграммы направленности от источника в опорную область проводится не только по азимуту, но и по углу места. Общая погрешность результата может достигать 10 %.

Для устранения влияния этих факторов и снижения погрешности абсолютных измерений до предельно возможной величины были разработаны эталоны излучения с изменяемой температурой [4–6] и метод учёта неравномерности фонового излучения вокруг радиоисточника [7, 8], апробированные в экспериментах в радиоастрономической обсерватории НИРФИ «Старая Пустынь».

При калибровке антенны по двум эталонам с температурами T_1 и T_2 соотношение для приращения антенной температуры ΔT_d^a имеет вид

$$\Delta T_d^a = (T_1 - T_2) (1 - \beta_d) \eta. \quad (4)$$

В (4) отсутствуют температура фонового радиоизлучения за диском $T_d^{\text{ф}}$ и дифракционная поправка ξ , поскольку она одинакова для двух идентичных по конструкции эталонов. Таким образом, ошибки, обусловленные расчётом яркостной температуры излучения атмосферы, исключаются полностью. Однако излучение атмосферы, попадающее в диаграмму направленности антенны вне телесного угла диска, может меняться со временем, поэтому длительность калибровки должна быть минимальной (реально — несколько минут); этот недостаток присущ методу «чёрных» дисков вообще и не зависит от конструкции эталона. Отсутствие необходимости учёта дифракционных явлений снимает ограничения

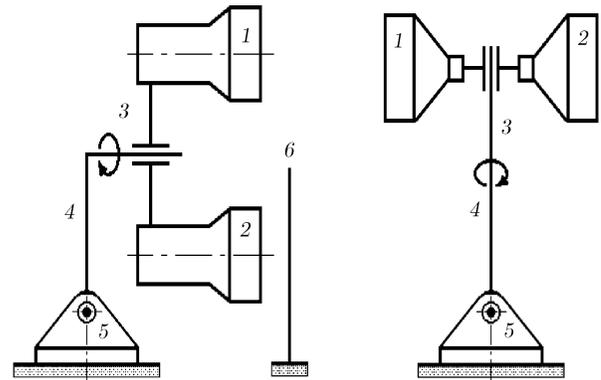


Рис. 1. Конструкция двухтемпературного эталона шумового радиоизлучения: 1, 2 — излучатели, 3 — двуплечий рычаг, 4, 5 — опорно-поворотное устройство, 6 — экран

на высоту расположения дисков над поверхностью Земли, что может существенно расширить сферу применения данного метода калибровки.

Наиболее естественным способом изменения температуры эталона является его нагрев в термокамере. Однако реализация подобного устройства представляет определённые трудности из-за необходимости выполнения таких условий, как равномерность распределения температуры по поверхности и объёму «чёрного» тела, радиопрозрачность и герметичность передней стенки термокамеры, быстрая взаимозаменяемость идентичных эталонов при неподвижной антенне и т. д. Было разработано устройство, состоящее из двух «чёрных» дисков, помещённых в термокамеры, конструкция которых обеспечивала циркуляцию воздуха от вентилятора к «чёрному» телу через нагреватели и распределительную систему. В общем виде калибровочный эталон представляет собой два идентичных излучателя, размещённых на концах двуплечего рычага с возможностью поворота последнего на 180° для замещения одного излучателя на другой в главном лепестке диаграммы направленности антенны (на рис. 1 показаны два варианта конструкции опорно-поворотного устройства эталона). Конструкция термокамер показана на рис. 2. Созданный эталон имеет следующие основные параметры: внешний диаметр излучателей 56 см, максимальная температура нагрева $+55^\circ\text{C}$, оптимальная рабочая температура $+40^\circ\text{C}$ при работе на открытом воздухе при 0°C .

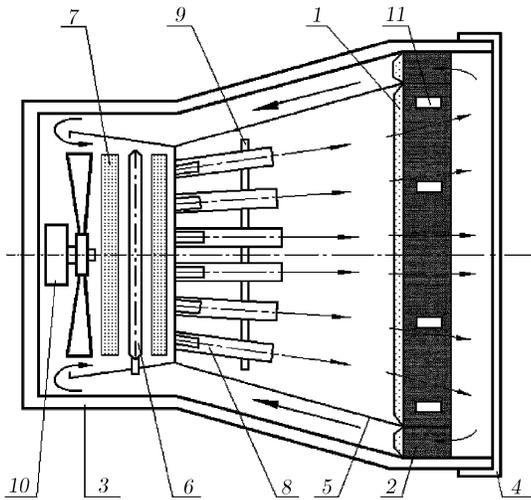


Рис. 2. Конструкция термокамеры нагреваемого излучателя: 1 — перфорированный металлический отражатель, 2 — радиопоглощающий материал (РПМ), 3 — термокамера, 4 — передняя стенка из радиопрозрачного термоизоляционного материала, 5 — направляющий кожух, 6 — нагреватель, 7 — теплообменник, 8 — эластичные трубки, 9 — подвижная пластина, 10 — вентилятор, 11 — датчики измерения температуры РПМ

аналогичных систем для других диапазонов длин волн.

Другим фактором, приводящим к существенным ошибкам абсолютных измерений, является выбор опорных областей, относительно которых измеряется сигнал от радиисточника $\Delta n_{\text{ист}}$. Традиционно считалось, что ошибки измерений могут быть сведены к минимуму только при наличии точных ра-

Характеристики эталона исследовались в два этапа. В лабораторных условиях изучались динамика нагрева, работа системы терморегулирования в течение длительного времени и распределение радиояростной температуры по поверхности излучателя на длине волны 1,35 см. Яростная температура на всей поверхности радиопоглощающего материала (РПМ) была практически постоянной, перепад в вертикальной плоскости не превышал одного градуса. Коэффициент отражения от излучателя, закрытого пенопластовой крышкой толщиной 10 мм, составил примерно 0,3 %.

При работе с эталоном, размещённым на вышке высотой 25 м в ста метрах от 7-метровой параболической антенны, была установлена разность температур излучателей 40°C и проведены абсолютные измерения плотности потока излучения трёх радиоисточников и собственного излучения атмосферы на длине волны 1,35 см [9]. Погрешность определения приращения антенной температуры при этом составила $1 \div 2$ %. Длительность устойчивой работы системы достигала 14 часов.

Очевидно, что разработанный двухтемпературный чернотельный эталон может использоваться для калибровки различного типа антенн и приёмников микроволнового излучения, а конструкторская разработка может служить основой для создания

диокарт неба для определения опорных областей и при возможности отведения антенны от источника только по азимуту для сведения к минимуму перераспределения излучения Земли и атмосферы в боковые и задние лепестки диаграммы направленности. Выполнение всех этих условий практически нереально, учёт же необходимых поправок является достаточно сложной задачей, решаемой в основном для конкретного измерительного инструмента.

В работах [7, 8] был предложен метод измерения интенсивности радиоизлучения дискретного источника и обработки результатов, позволяющий свести к минимуму погрешности определения радио-контрастов за счёт корректного учёта окружающего источника фонового излучения, а также стандартизировать процедуру измерений и обработки данных. Методика измерений выбрана наиболее простой: диаграмма направленности антенны отводится от источника в опорные области только по азимуту на такое минимальное угловое расстояние, чтобы источник находился в первом нуле диаграммы направленности. В этом случае побочные эффекты, связанные с перераспределением излучения Земли и атмосферы в полной диаграмме направленности антенны, минимальны. Из-за вращения Земли при каждом новом смещении от источника антенна оказывается направленной в новую опорную область. При наблюдениях с длительностью порядка 12 часов траектории смещения центров опорных областей на радиокарте неба имеют вид дуг эллипсов, эксцентриситет и длина полуосей которых зависят от склонения источника. На рис. 3 показана идеализированная зависимость приращения антенной температуры T^a от часового угла H источника; считаем сигнал от источника и окружающей его области ($T_{\text{и}} + T_{\text{и}}^{\phi}$) постоянным, сигнал от опорных областей $T_{\text{оп}}^{\phi}$ меняющимся в соответствии с характером распределения интенсивности фонового излучения, а фоновый сигнал от области вокруг источника известным с определённой погрешностью:

$$T_{\text{и}}^{\phi} = T_{\text{и}}^{\phi(0)} + t,$$

где $T_{\text{и}}^{\phi(0)}$ — расчётная яркостная температура, t — поправка.

Суть предлагаемого метода заключается в нахождении поправочных коэффициентов k , на которые умножаются измеренные значения приращений антенной температуры $\Delta T^a = T_{\text{и}} + T_{\text{и}}^{\phi} - T_{\text{оп}}^{\phi}$. В результате соотношение для определения $T_{\text{и}}$ имеет вид

$$(T_{\text{и}} + T_{\text{и}}^{\phi} - T_{\text{оп}}^{\phi}) k = T_{\text{и}}. \quad (5)$$

Обозначив $\Delta T^{\phi} = T_{\text{оп}}^{\phi} - T_{\text{и}}^{\phi(0)}$, из соотношения (5) получим

$$k = \frac{1}{1 - (\Delta T^{\phi} - t)/T_{\text{и}}}.$$

Яркостная температура источника $T_{\text{и}}$ грубо определяется из первых экспериментальных данных, температура $T_{\text{оп}}^{\phi}$, а соответственно и ΔT^{ϕ} , рассчитывается для каждого источника либо по радиокартам неба, либо из результатов наблюдений после их окончания интерполяцией массива данных гладкой функцией методом наименьших квадратов.

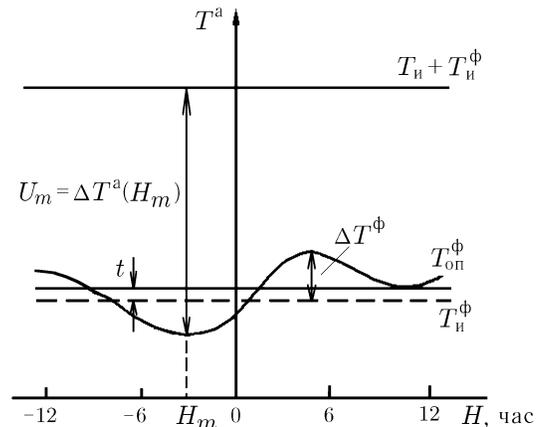


Рис. 3. Изменение антенной температуры для гипотетического источника в зависимости от часового угла при неоднородном распределении интенсивности излучения окружающей источник области

В простейшем виде обработка сводится к расчёту среднего значения:

$$\overline{\Delta T^a} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N U_m k_m (\Delta T^\phi, t, T_{и}),$$

где U_m — приращение антенной температуры ΔT^a , измеренное при часовом угле источника H_m (см. рис. 3). Искомый результат определяется варьированием неизвестных $T_{и}$ и t при поиске минимума дисперсии

$$\sigma_{и}^2 = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N (k_m U_m)^2 - (\overline{\Delta T^a})^2.$$

При этом изменение $T_{и}$ может достигать 30÷50 % от предполагаемой яркостной температуры источника, t меняется незначительно (на несколько градусов). Предполагается, что при правильном определении $T_{и}^\phi$ и $k(H)$ величины $k_m U_m$ будут одинаковы в пределах случайных ошибок измерений, а дисперсия $\sigma_{и}^2$ будет минимальной. При обработке экспериментальных данных было получено, что зависимость $\sigma_{и}(T_{и})$ имеет хорошо выраженный минимум, однако по параметру t минимум отсутствует. Зависимость $\overline{\Delta T^a}(T_{и})$ в большинстве случаев также имеет минимум, хотя и слабо выраженный. Поэтому окончательный результат определяется из совпадения минимумов функций $\sigma_{и}(T_{и})$ и $\overline{\Delta T^a}(T_{и})$ при определённых $T_{и}$ и t .

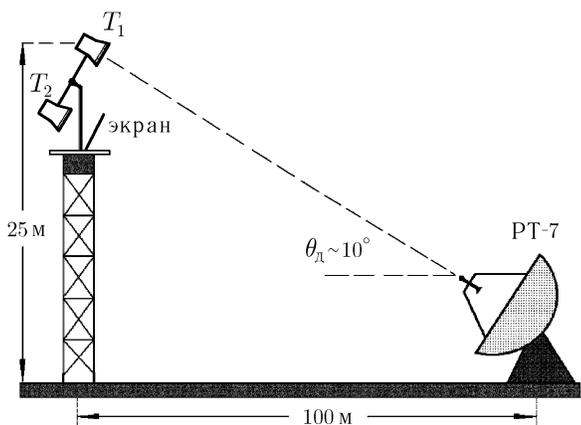


Рис. 4. Стенд для абсолютных измерений плотности потока излучения радиоисточников в радиоастрономической обсерватории «Старая Пустынь»

Проведённые по этой методике измерения интенсивности радиоисточников Кассиопея А, Лебедь А, Телец А и Дева А на частоте 575 МГц на 7- и 12-метровых радиотелескопах (полуширина диаграммы направленности 5°,2 и 2°,9 соответственно) подтвердили эффективность метода, который можно использовать не только для повышения точности измерений интенсивности радиоизлучения источников, но и для поиска вокруг них областей с одинаковым фоновым излучением.

Достаточно трудоёмкой задачей является учёт поглощения в атмосфере, особенно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Наибольший эффект даёт совместное применение в процессе измерений нескольких методов определения полного вертикального поглощения: метода разрезов, метода сканирования, метода абсолютных измерений яркостной температуры небосвода [10, 11], а также метода, основанного на измерении ослабления сигнала от источника с изменением его высоты над горизонтом. Использование высокочувствительных современных радиометров и ЭВМ для обработки данных облегчает применение методов, которые по ряду причин технического характера использовались редко.

Кроме того, высокочувствительная аппаратура и использование двухтемпературного калибровочного эталона, применимого при любой высоте его расположения над землёй, позволяют уменьшить погрешности измерений, связанные и с другими факторами:

Кроме того, высокочувствительная аппаратура и использование двухтемпературного калибровочного эталона, применимого при любой высоте его расположения над землёй, позволяют уменьшить погрешности измерений, связанные и с другими факторами:

1) Уменьшение размеров дисков относительно ширины диаграммы направленности антенны повышает точность определения F_d , связанную с измерением формы главного лепестка диаграммы направленности.

2) Сложной проблемой является учёт снижения уровня принимаемого сигнала при фокусировке на диск, расположенный в зоне Френеля антенны. Теоретические расчёты распределения электромагнитного поля в окрестности фокуса параболоида, приведённые в работе [12], не учитывают влияния облучателя и могут дать только оценку спада усиления из-за перефокусировки. Использование нескольких мест расположения эталона относительно антенны даёт возможность экспериментального определения спада усиления $(1 + \delta_R)$ при перефокусировке антенны в ближнюю зону. Практически подобный эксперимент провести сложно, но в нашем случае условия радиоастрономической обсерватории «Старая Пустынь» позволяют располагать эталон на расстояниях 50, 100 и 400 м от антенны. При работе на нескольких частотах можно получить точную экспериментальную зависимость спада усиления $(1 + \delta_R)$ от величины сокращения дальней зоны R и применять её для прецизионной калибровки антенн при различном расположении двухтемпературного эталона. Эти работы планируются.

3) Для уточнения паспортных значений коэффициента отражения РПМ на рабочих частотах можно применить метод измерения τ , предложенный в работе [13] и апробированный непосредственно на стенде радиоастрономической обсерватории «Старая Пустынь».

4) Длительные (12÷16 часов) наблюдения источников для учёта неравномерности распределения интенсивности фонового излучения позволяют измерить и интегральную интенсивность поляризованной компоненты радиоизлучения, составляющую обычно единицы и доли процента от полной интенсивности.

Летом 2001 года в радиообсерватории «Старая Пустынь» воссоздан стенд для абсолютных измерений плотности потока излучения мощных радиоисточников в сантиметровом диапазоне длин волн (рис. 4). Он состоит из радиотелескопа РТ-7 с параболической антенной диаметром 7 м и 25-метровой вышки с установленным на ней двухтемпературным эталоном, описанным выше. Этот стенд позволит продолжить ряд измерений длительностью несколько десятков лет и получить высокоточные данные о характеристиках таких переменных (имеющих вековой ход) радиоисточников, как остатки сверхновых Кассиопея А и Телец А. Разработанные новые методики калибровки, математическое и программное обеспечение измерений для учёта неравномерности фонового излучения для современных ЭВМ, точный учёт спада усиления из-за перефокусировки в зону Френеля антенны позволят снизить погрешность абсолютных измерений с калибровкой по «чёрным» дискам до 1÷2 % (в идеальном случае последняя определяется в основном флуктуационной погрешностью измерения сигнала радиоисточников).

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТЦ (проект № 0729–01).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Троицкий В. С., Цейтлин Н. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4, № 3. С. 393.
2. Иванов В. П., Станкевич К. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 3.
3. Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976.
4. Патент № 1827030 от 13.10.92. Двухтемпературный эталон шумового радиоизлучения / Бахарев Н. В., Дугин Н. А., Корелов В. Т.
5. Дугин Н. А., Дмитренко Л. В., Корелов В. Т. Двухтемпературный эталон шумового радиоизлучения: Препринт НИРФИ № 341. Н. Новгород, 1992. 14 с.
6. Dugin N. A. Application of two-temperature black body standard for absolute measurements of microwave radio emission intensity: Тезисы доклада на 2-й конф. ISEM-93, Пекин, 1993.
7. Дугин Н. А., Каткина Е. Ю., Миллер М. Е., Бубукина В. Н. Измерение интенсивности излучения дискретных радиоисточников при неоднородном окружающем фоне: Препринт НИРФИ № 239. Горький, 1987.

8. Дугин Н. А., Ковальчук О. М., Шнырова Е. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 11. С. 1 158.
9. Дугин Н. А., Дмитренко Л. В., Орлова О. О., Рассадовский В. А. // XXI Всесоюзная радиоастрономическая конференция: Тезисы докладов. Ереван, 1989. С. 343.
10. Кисляков А. Г. // Радиотехника и электроника. 1968. Т. 13, № 7. С. 1 161.
11. Дмитренко Д. А., Дмитренко Л. В., Дугин Н. А., Лебский Ю. В., Сизьмина Л. К., Фогель А. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 12. С. 1 816.
12. Дугин Н. А., Дмитренко Д. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, № 7. С. 1 031.
13. Пелюшенко С. А., Миллер М. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 4. С. 489.

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

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

**THE TECHNIQUE AND INSTRUMENTATION FOR PRECISION MEASUREMENTS OF THE INTENSITIES OF
EXTRATERRESTRIAL RADIO SOURCES**

N. A. Dugin

We consider methods for decreasing the measurement error of the intensities of radio sources. The design of a two-temperature standard of noise radiation for calibrating antennas in the case of absolute measurements of the radiation flux densities of radio sources by the method of “black” disk is described. We consider a method for the account of a nonuniformity of the intensity distribution around a studied cosmic source, which facilitates the choice of reference regions.

УДК 550.383

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРАЦИИ И ПРИЁМУ ИСКУССТВЕННЫХ УНЧ ИЗЛУЧЕНИЙ (0,3÷12 ГЦ) НА ДИСТАНЦИИ 1 500 КМ

П. П. Беляев¹, **С. В. Поляков**¹, **Е. Н. Ермакова**¹, **С. В. Исаев**¹, **М. Н. Якунин**¹,
Л. А. Собчаков², **А. В. Васильев**², **Н. Л. Астахова**², **Д. Н. Владимиров**²,
В. С. Волосевич², **Л. Н. Протопопов**², **С. М. Гордюшкин**²,
А. П. Савицкий³, **Г. В. Редько**³, **А. А. Елисеев**³, **А. Б. Фёдоров**³, **К. Д. Ратников**³

В работе приведены результаты первых экспериментов по генерации и приёму искусственного УНЧ сигнала на дистанциях 800 и 1 500 км в диапазоне частот 0,3÷12 Гц. Высокочувствительная приёмная аппаратура и стабильный излучающий ток в антенне, возбуждающий УНЧ поле в полости Земля—ионосфера, позволили зарегистрировать сигнал с высокой точностью. Обнаружено, что амплитудно-частотные зависимости и поляризация искусственного УНЧ сигнала сильно различаются в дневное и ночное время, что связано с влиянием околосемных волноводных и резонансных структур на регистрируемый сигнал. Приведены результаты расчётов амплитуды сигнала для разных моделей ионосферы. Показано, что модель анизотропной и неоднородной по высоте ионосферы адекватно описывает амплитудно-частотные зависимости измеренного УНЧ сигнала. По двум измеренным взаимно ортогональным компонентам H_x и E_y электромагнитного поля рассчитано кажущееся сопротивление подстилающей поверхности в точке приёма. Показано, что точность вычисления кажущегося сопротивления с использованием контролируемого УНЧ источника существенно превосходит точность результатов, полученную на основе обработки естественных электромагнитных полей.

ВВЕДЕНИЕ

Диапазон ультранизких частот (УНЧ, 0,3÷30 Гц) радикально отличается разнообразием околосемных каналов распространения сигнала до точки приёма, факторами, влияющими на формирование электромагнитного поля, и типами источников шума от более высокочастотного диапазона сверхнизких частот (СНЧ), практически освоенного к настоящему времени. Чувствительность сигналов УНЧ диапазона к состоянию околосемной среды делает его крайне выгодным для исследования ионосферно-магнитосферных структур, включая нелинейные процессы взаимодействия волн и тяжёлых частиц. Кроме того, большая глубина проникновения УНЧ поля в естественные проводящие среды позволяет применять его для развития методов глубинного зондирования. Создание систем высокоточной спутниковой навигации, позволяющих координировать время в точках излучения и приёма, делает возможным создание принципиально новых многочастотных томографических систем электромагнитного зондирования подстилающей среды.

В сентябре 1993 г. Российским институтом мощного радиостроения (РИМР) и НИРФИ был проведён первый эксперимент по генерации и приёму УНЧ сигналов на дистанции 1 500 км с использованием радиоустановки на Кольском полуострове. Описание установки дано в работах [1, 2], где подробно обсуждаются результаты экспериментов по зондированию земной коры в СНЧ диапазоне. В мае—октябре 1998 г. были проведены повторные экспериментальные исследования по генерации УНЧ полей новой наземной установкой средней мощности, расположенной также на Кольском полуострове. В настоящей работе изложены результаты измерений искусственного УНЧ сигнала в экспериментах 1993 и 1998 гг., а также проведён сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов расчёта амплитудно-частотной зависимости и поляризации УНЧ сигнала в пункте приёма для разных моделей ионосферы.

1. ОПИСАНИЕ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЁМОРЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ

18 и 19 сентября 1993 г. РИМР и НИРФИ провели первый уникальный эксперимент по генерации

и приёму электромагнитных УНЧ полей на дистанции длиной 1500 км. Целями эксперимента были тестирование УНЧ излучателя, приёмной аппаратуры и условий возбуждения и распространения сигнала вдоль земной поверхности. В качестве излучателя была использована радиоустановка на Кольском полуострове с антенной в виде заземлённой на обоих концах линии электропередачи длиной около 60 км. Важной особенностью антенны является её расположение на поверхности однородного плохопроводящего тектонического блока с удельной проводимостью $\sigma = 5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$ См/м. Линия возбуждалась синусоидальным током с амплитудой 120–150 А. Приём осуществлялся на наблюдательном пункте НИРФИ в 120 км от г. Н. Новгород. Измерительное оборудование пункта [3]:

1) базовый индукционный двухкомпонентный широкополосный экранированный магнитометр с чувствительностью $0,05$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ на частоте 1 Гц (измеряются меридиональная $H_{C-Ю}$ и широтная $H_{B-З}$ компоненты магнитного поля);

2) наземная заглублённая экранированная петля-рамка с радиусом 250 м; число витков $n = 18$ (измеряется вертикальная компонента магнитного поля H_z);

3) ортогональная симметричная установка земных токов с длиной каждого из двух плеч $l = 75$ м и глубиной заложения свинцовых электродов 2,5 м (измеряются меридиональная $E_{C-Ю}$ и широтная $E_{B-З}$ компоненты электрического поля);

4) ёмкостный датчик вертикальной компоненты E_z электрического поля;

5) набор рамочных антенн СНЧ-ОНЧ диапазонов (для измерения $H_{C-Ю}$, $H_{B-З}$);

6) портативный двухкомпонентный индукционный магнитометр с чувствительностью $0,1$ пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ на частоте 1 Гц;

7) многоканальный комплекс отечественной аналого-цифровой анализирующей и регистрирующей аппаратуры СК4-72.

Экспериментальные исследования в 1993 г. проводились по следующему расписанию:

цикл 1: 10:00–12:00 MSK, 18.09.93;

цикл 2: 22:00–24:00 MSK, 18.09.93;

цикл 3: 02:00–04:00 MSK, 19.09.93.

В каждом двухчасовом цикле излучение осуществлялось в течение 20-минутных интервалов, разделённых паузами длительностью 10 мин. Частота излучения f для каждого интервала выбиралась следующей (здесь время отсчитывается от начала соответствующего цикла):

00:00–00:20 $f = 5,2$ Гц;

00:30–00:50 $f = 2,6$ Гц;

01:00–01:20 $f = 1,3$ Гц;

01:30–01:50 $f = 0,32$ Гц.

После успешного эксперимента в 1993 г. по генерации и приёму УНЧ сигналов на больших расстояниях Российским институтом мощного радиостроения, Научно-исследовательским радиофизическим институтом и ВНИИ разведочной геологии-Рудгеофизика (ВИРГ-Рудгеофизика) была создана подвижная геофизическая УНЧ установка, расположенная на Кольском полуострове (см. рис. 1). В состав установки входят генератор УНЧ-КНЧ диапазона, согласующее устройство, антенна и контрольно-измерительный комплекс. В качестве антенны используется заземлённая линия электропере-

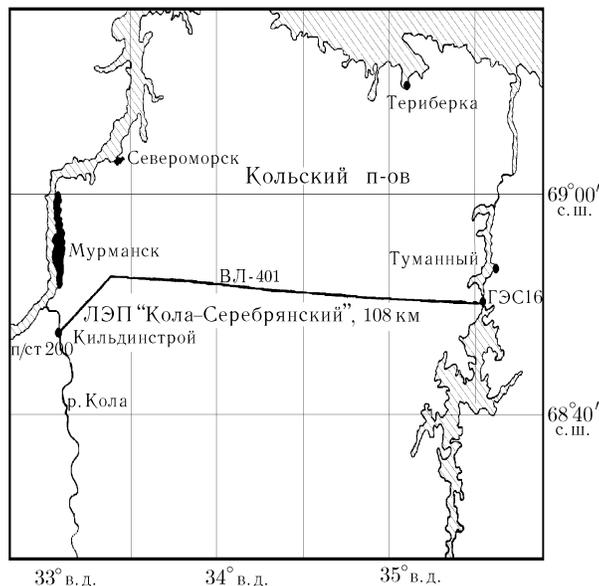


Рис. 1. Расположение линии электропередачи ВЛ-401 «Кола–Серебрянский» длиной 108 км, используемой в качестве антенны геофизического УНЧ передатчика. Линия заземлена на обоих концах через здания гидроэлектростанции (ГЭС-16) и подстанции (п/ст 200)

ским институтом и ВНИИ разведочной геологии-Рудгеофизика (ВИРГ-Рудгеофизика) была создана подвижная геофизическая УНЧ установка, расположенная на Кольском полуострове (см. рис. 1). В состав установки входят генератор УНЧ-КНЧ диапазона, согласующее устройство, антенна и контрольно-измерительный комплекс. В качестве антенны используется заземлённая линия электропере-

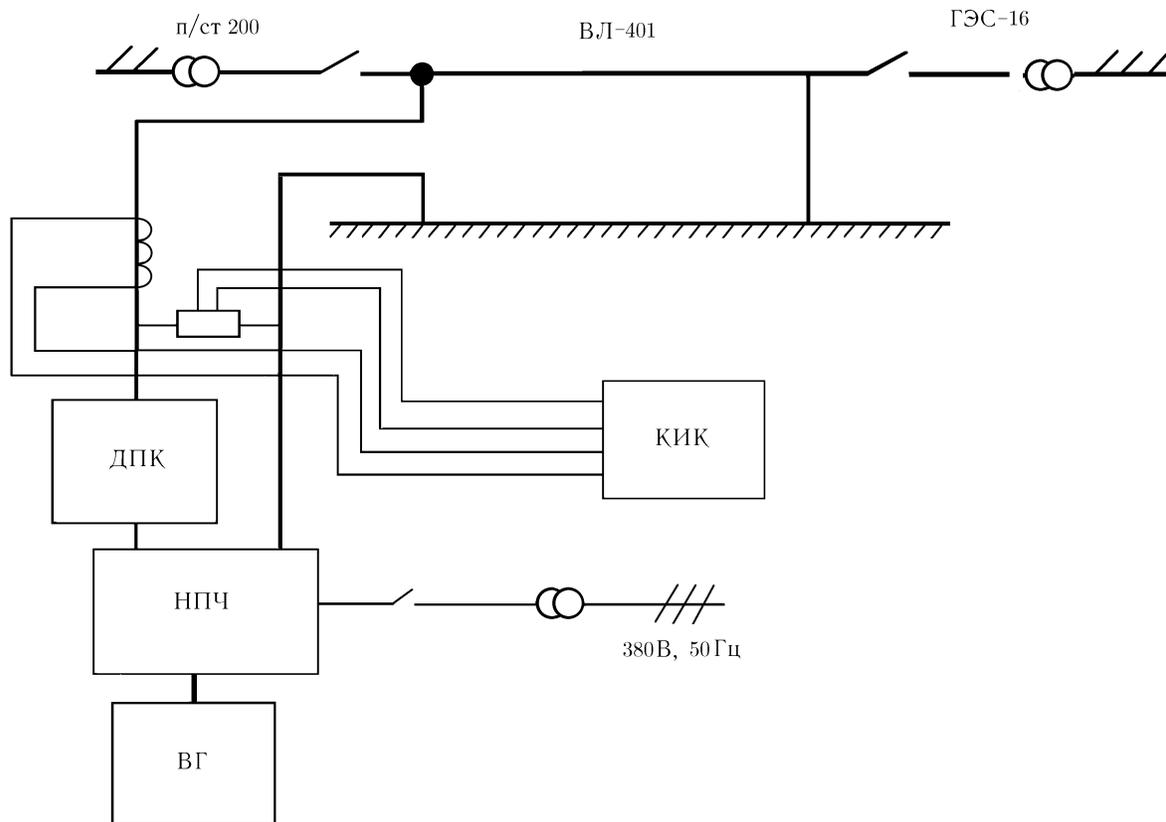


Рис. 2. Схема подключения генератора УНЧ-КНЧ диапазона к линии электропередачи ВЛ-401: ДПК — дискретно переключаемый конденсатор; НПЧ — низкочастотный преобразователь частоты; ВГ — возбуждающий генератор; КИК — контрольно-измерительный комплекс

дачи протяжённостью 108 км, ориентированная в направлении восток—запад. Портативный генератор мощностью 50 кВт выполнен по схеме непосредственного преобразователя трёхфазного напряжения 380 В с частотой 50 Гц в напряжение с частотой $0,1 \div 15$ Гц, подаваемое на вход антенны. Частота излучаемого сигнала задавалась прецизионным генератором ГЗ-110, гарантирующим накопление сигнала в точке приёма в течение 1000 с. Для согласования генератора с антенной использовалась ёмкость, компенсирующая индуктивную составляющую входного сопротивления антенны и позволяющая при заданной мощности и максимальном допустимом напряжении генератора возбуждать в антенне ток до $60 \div 100$ А. Контрольно-измерительный комплекс осуществлял запись тока и напряжения на выходе генератора и выполнял их спектральный анализ. Схема подключения генератора УНЧ-КНЧ диапазона к линии электропередачи представлена на рис. 2.

В 1998 г. был проведён первый эксперимент по генерации и приёму искусственного УНЧ сигнала с применением этой установки. Регистрация сигналов проводилась на расстояниях 800 км (Карелия, п. Видлица) и 1000 км (г. Санкт-Петербург) с помощью приёморегистрирующей аппаратуры РИМР и ВИРГ-Рудгеофизика [4], а также на расстоянии 1500 км на наблюдательном пункте НИРФИ в п. Новая Жизнь. В качестве датчика электромагнитного поля использовался индукционный магнитометр с ферритовым сердечником в комплексе с малошумящим предварительным усилителем (см. описание оборудования приёмного пункта НИРФИ). Аппаратно-вычислительный комплекс РИМР для измерения УНЧ полей создан на базе двухканального анализатора спектра «Briel & Kjer» типа 2032 и персональной ЭВМ. В Карелии (п. Видлица) для регистрации электрических и магнитных компонент электромагнитного поля использовалась аппаратура для аудиоманнитотеллурического зондирования

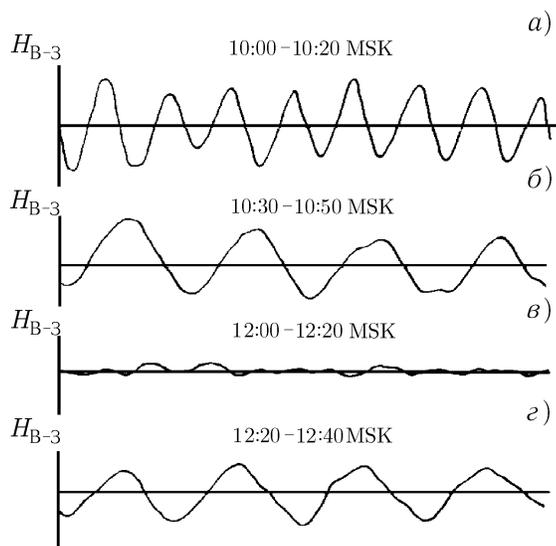


Рис. 3. Усреднённые реализации компоненты H_{B-3} магнитного поля: искусственный УНЧ сигнал с частотой 5,2 Гц (а); сигнал с частотой 2,6 Гц (б); магнитный шум на частоте 2,6 Гц во время паузы в работе УНЧ передатчика (в); калибровочный сигнал с амплитудой $H = 3,6 \cdot 10^{-8}$ А/м с частотой 2,6 Гц (г). Рабочий цикл 1, 10:00–11:20 MSK, 18.09.93

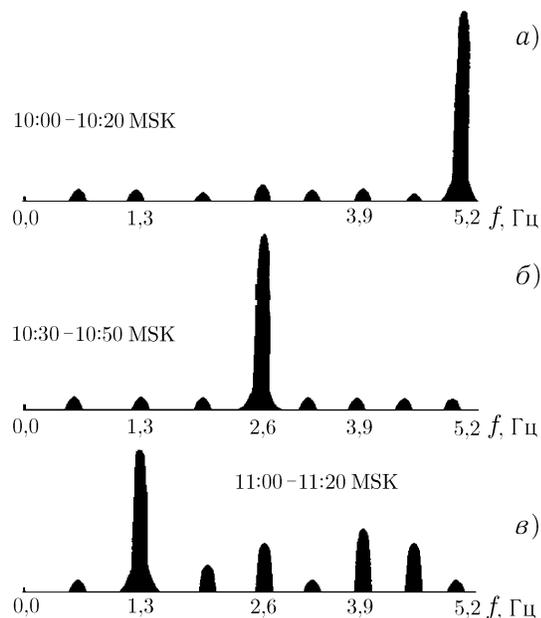


Рис. 4. Частотные спектры реализации компоненты H_{B-3} (см. рис. 3) после фильтрации; искусственный сигнал на частотах 5,2 (а), 2,6 (б) и 1,3 Гц (в) соответственно. Рабочий цикл 1, 10:00–11:20 MSK, 18.09.93

(АМТФ). Конструкцией аппаратуры предусмотрена возможность цифровой записи сигналов по восьми каналам: измерений двух тангенциальных компонент электрического поля (E_x и E_y), двух тангенциальных компонент магнитного поля (H_x и H_y), вертикальных компонент магнитного (H_z) и электрического (E_z) полей. Два оставшихся канала использовались для подключения референсных каналов с целью уменьшения влияния некоррелированных сигналов полей-помех или шумов аппаратуры. Для регистрации электрического поля в аппаратуре АМТФ используются заземлённые электрические линии, содержащие приэлектродные усилители, для регистрации магнитного поля — широкополосные индукционные датчики.

В ходе экспериментальных исследований 1998 г. были выполнены три различных цикла измерений, каждый из которых был реализован в дневное, вечернее и утреннее время суток. Первый цикл был посвящён исследованию поведения сигнала в частотном диапазоне $0,6 \div 12$ Гц; второй был направлен на исследование резонансных свойств ионосферы в частотном диапазоне $2 \div 3$ Гц и включал в себя изменение частоты с малым шагом (около 0,1 Гц); во время третьего цикла установка работала на каждой из трёх частот 4,8; 10 и 12 Гц в течение двух часов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ 1993 И 1998 ГГ.

На рис. 3 представлен пример регистрации искусственного УНЧ сигнала на приёмном пункте п. Новая Жизнь. Метод обработки сигнала заключался в накоплении и последующем усреднении независимых временных реализаций сигнала с целью выделения его когерентной части. Обработка проводилась с использованием аналого-цифрового комплекса СК4-72. Из рис. 3 следует, что отношение сигнал/шум достигает $10 \div 12$ дБ, что позволяло выделять искусственный сигнал с большой точностью.

Рис. 5. Абсолютная величина магнитного поля передатчика, рассчитанная для двух значений проводимости земной коры под излучателем: $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-5}$ См/м (символы \diamond) и $\sigma_2 = 10^{-4}$ См/м (символы \blacklozenge), и реально измеренная в течение первого (символы \bullet), второго (символы \blacktriangle) и третьего (символы \blacksquare) циклов работы передатчика (а). Измеренная амплитуда компонент H_{B-3} (б) и $H_{C-Ю}$ (в) магнитного поля для трёх циклов работы передатчика (обозначения те же, что и на панели (а)). Амплитуда шумового магнитного поля показана сплошной жирной линией

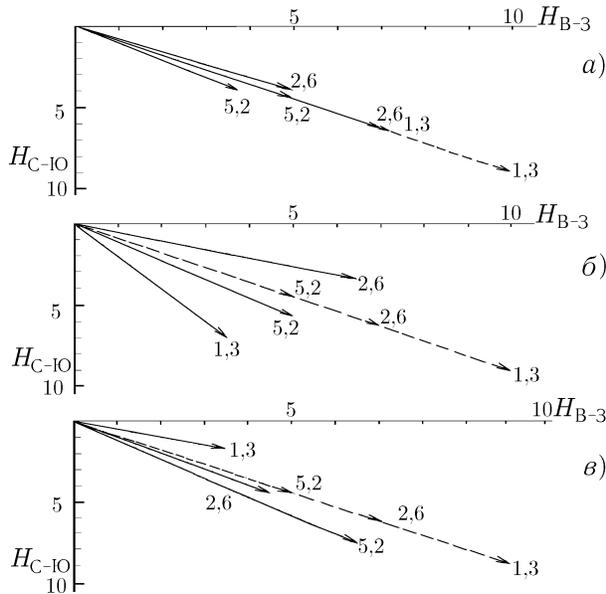
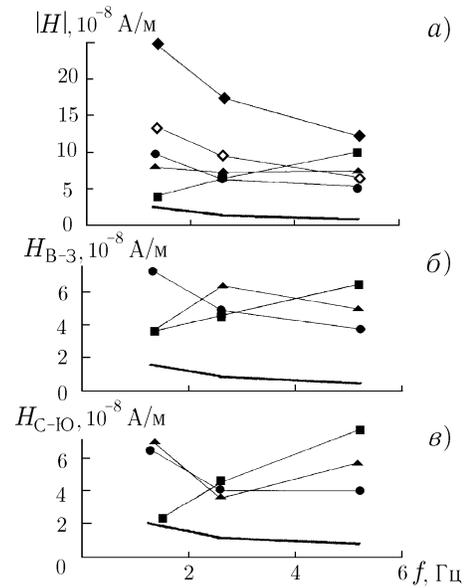


Рис. 6. Векторы магнитного поля УНЧ сигналов, рассчитанные для частот $f = 1,3; 2,6$ и $5,2$ Гц и удельной проводимости земной коры под излучателем $\sigma = 10^{-4}$ См/м (пунктир) и измеренные на соответствующих частотах (сплошные линии) в течение первого (а), второго (б) и третьего (в) циклов работы передатчика

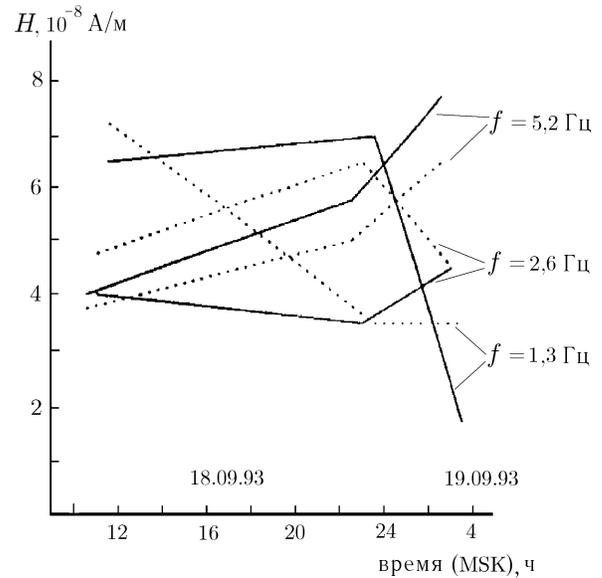


Рис. 7. Амплитуда компонент $H_{C-Ю}$ (сплошные линии) и H_{B-3} (пунктир) искусственного УНЧ сигнала, измеренная в течение трёх циклов работы передатчика

Отношение сигнал/шум растёт пропорционально интервалу усреднения $\tau = NT$, где T — длительность одной реализации, N — число независимых реализаций, $N_{\max} = 512$, $\tau_{\max} = 13$ мин. На рис. 4 приведены примеры частотных спектров принимаемых сигналов после когерентной обработки.

На рис. 5 представлены данные измерений двух ортогональных компонент магнитного поля сигнала излучателя — проекций на оси север—юг ($H_{C-Ю}$) и восток—запад (H_{B-3}), а также вычисленный по ним модуль полного поля $|H| = (H_{C-Ю}^2 + H_{B-3}^2)^{1/2}$. На рис. 5 (верхний график) также приведены

результаты теоретических расчётов величины $|H|$, выполненные для модели однородной изотропной ионосферы с горизонтальным диполем, заземлённым на концах [5]. Для расчётов использовались два значения удельной проводимости участка земной коры под излучателем: $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-5}$ См/м и $\sigma_2 = 10^{-4}$ См/м. Из сравнения экспериментальных и теоретических частотных зависимостей для $|H|$ видно их хорошее совпадение в дневное время для $\sigma = 10^{-4}$ См/м. При вычислениях мы полагали, что для всех частот отношение фазовой скорости УНЧ волны к скорости света $v/c = 1,5$, а вертикальный размер полости Земля—ионосфера $h = 60$ км.

В ночное время частотная зависимость амплитуды сигнала сильно отличается от прогнозируемой ($H \propto 1/\sqrt{f}$) и, как правило, для всех компонент магнитного поля имеет возрастающий участок. Наибольшее различие измеренной и вычисленной амплитуд сигнала мы наблюдаем после полуночи, когда амплитуда сигнала на частоте 5,2 Гц очень велика, а сигнал на частоте 1,3 Гц сильно подавлен для обеих компонент магнитного поля. На рис. 6 представлены расчётное и измеренное магнитное поле искусственного УНЧ сигнала. Видно хорошее совпадение поляризации сигнала в дневное время и сильное различие между ними — в ночное. Таким образом, измеренное направление магнитного поля в вечернее и ночное время сильно отличается от вычисленного на основе модели изотропной ионосферы, что позволяет сделать вывод о значительном влиянии гиротропных свойств ионосферы на параметры принимаемого сигнала в тёмное время суток. На рис. 7 приведены амплитуды компонент H_{B-3} и $H_{C-Ю}$ УНЧ сигнала для всех рабочих циклов. Этот рисунок демонстрирует большой разброс значений амплитуды сигнала для утренних часов по сравнению с дневными часами. На рис. 8 показаны усреднённые спектры фонового электромагнитного шума, источником которого являются разряды молний. Измерения проводились во время регистрации искусственного УНЧ сигнала на приёморегистрирующей аппаратуре НИРФИ (приёмный пункт «Новая Жизнь»). Методика обработки сигнала естественного шума заключалась в арифметическом усреднении независимых спектральных реализаций с разрешением по частоте $\Delta f = 0,1$ Гц. Как правило, усреднение проводилось для $n = 64 \div 128$ реализаций с помощью анализатора спектра СК4-72 (интервал усреднения $\tau = 10 \div 20$ мин), что позволяло понизить дисперсию флуктуаций огибающей спектра приблизительно до $1/\sqrt{n} \simeq 10 \div 15$ %.

Начиная с 19:30 MSK 18.09.93 в спектре шума наблюдался широкополосный максимум (ниже шумановского резонанса), дрейфующий во времени приблизительно от частоты 3 Гц (21:00 MSK, 18.09.93) до частоты 5÷6 Гц (03:00–04:00 MSK, 19.09.93). Сравнение рис. 7 и 8 показывает, что зависимость амплитуды искусственного УНЧ сигнала на частотах 2,6 и 5,2 Гц для ночных циклов в основном повторяет временные изменения широкополосного максимума (появление которого, возможно, связано с существованием ионосферного МГД волновода) в спектре магнитного низкочастотного шума. Аномальная амплитудно—частотная зависимость искусственного УНЧ сигнала в ночное время может быть связана и с резонансным воздействием ионосферной толщи, которое приводит к появлению резонансной структуры спектра (РСС) шумового магнитного поля (см. рис. 8 и 9) [6, 7]. РСС проявляется в глубокой гармонической модуляции спектра приземного электромагнитного шума с характерным частотным масштабом $\Delta f_{k,k+1} = f_{k+1} - f_k$, где f_k — резонансные частоты ионосферного альвеновского резонатора, существующего в F-слое ионосферы и связанного с распространением направляемых магнитным полем Земли альвеновских волн между отражающими областями на высотах 100 и 1 000 км. На рис. 8 представлены спектры шумового магнитного поля с ярко выраженной резонансной структурой спектра с $\Delta f \sim 0,77$ Гц магнитной компоненты H_{B-3} . Выявить резонансную структуру в амплитудно—частотной зависимости искусственного УНЧ сигнала, регистрируемого в приёмном пункте «Новая Жизнь» пока не удалось.

На рис. 10 и 11 приведены примеры регистрации искусственного УНЧ сигнала в ходе экспериментов 1998 г. (приёмный пункт «Новая Жизнь»): вариации амплитуды искусственного сигнала на частоте 4,8 Гц для двух линейных поляризаций $H_{C-Ю}$ и H_{B-3} магнитного поля (рис. 10) и два спектра (сигнал+шум) на выходе двухканального когерентного приёмника (рис. 11). Для обработки и сбора

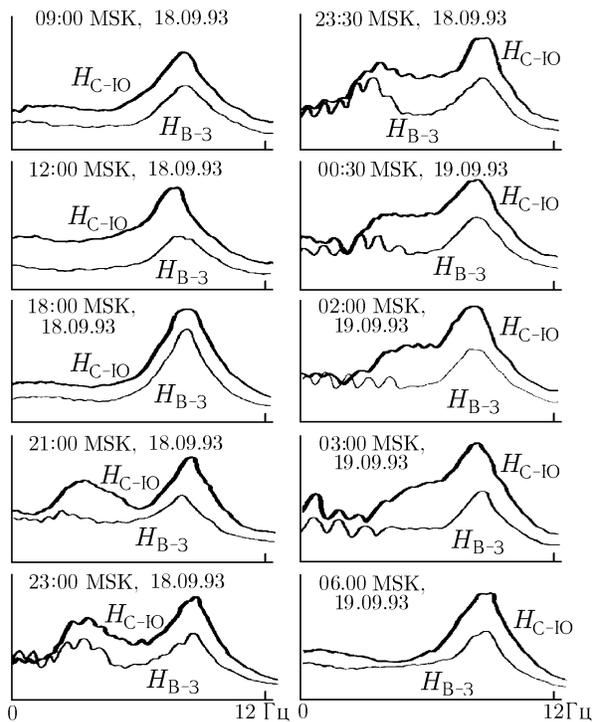


Рис. 8. Эволюция усреднённого нормированного спектра шумового магнитного поля в период УНЧ эксперимента 18–19.09.93

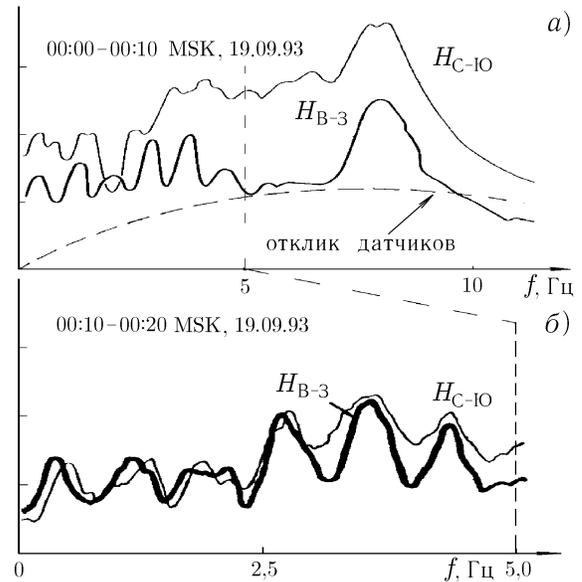


Рис. 9. Нормированные спектры шумового магнитного поля для двух частотных окон шириной 12 Гц (а) и 5 Гц (б)

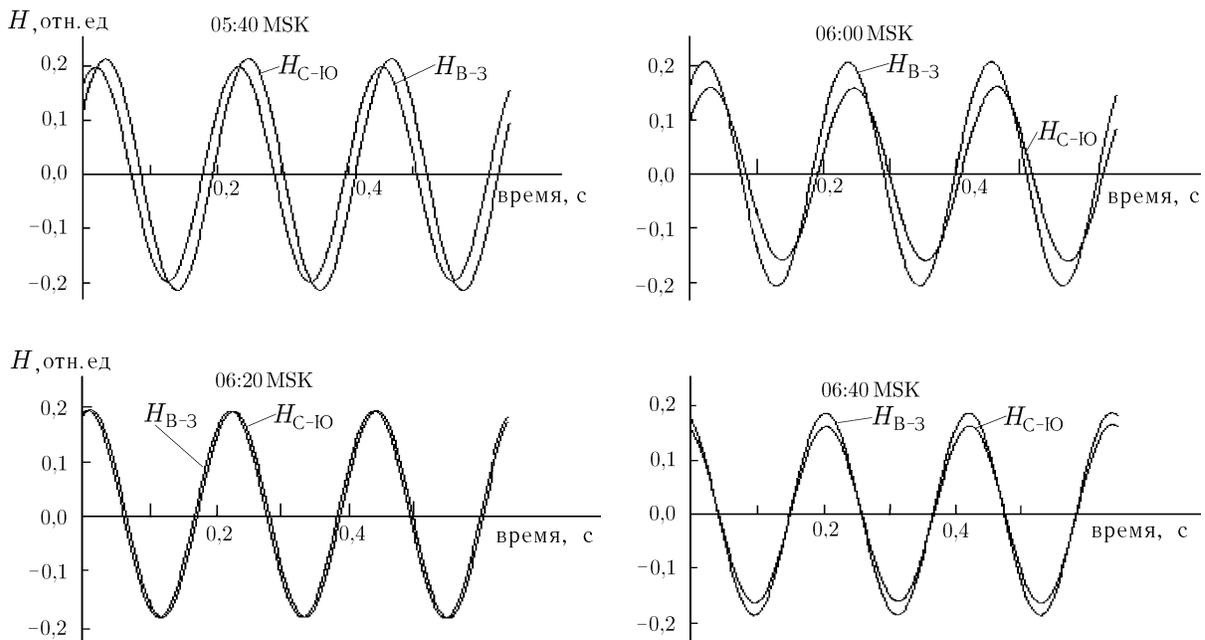


Рис. 10. Вариации сигнала с частотой 4,8 Гц на выходе когерентного приёмника для линейных поляризаций H_{C-10} и H_{B-3} магнитного поля. Период когерентного усреднения 0,6 с, интервал усреднения 10 мин. Утренний рабочий цикл: 04:00–07:00 MSK, 22.07.98. Ток возбуждения 70 А

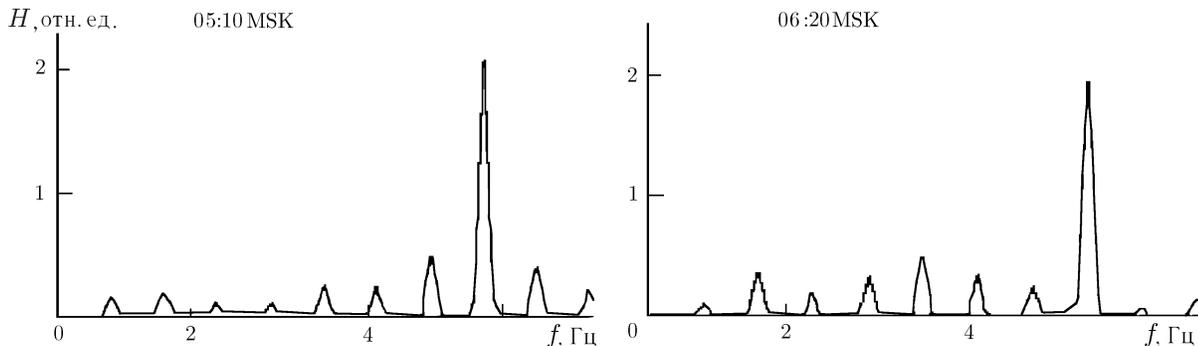


Рис. 11. Два примера спектров сигнала на выходе двухканального когерентного приёмника (компонента $H_{C-Ю}$). Частота сигнала передатчика 4,8 Гц, интервал усреднения 10 мин. Утренний рабочий цикл: 04:00–07:00 MSK, 22.07.98

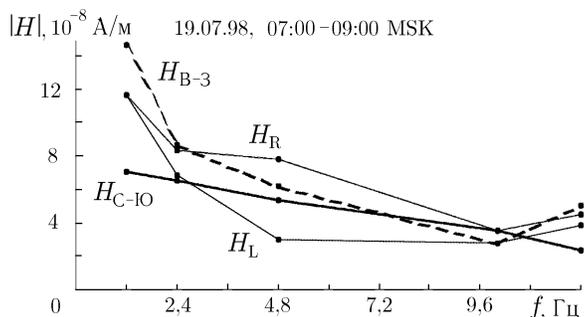


Рис. 12а. Амплитудно-частотная зависимость искусственного сигнала для четырёх магнитных компонент: двух линейных, $H_{C-Ю}$ и H_{B-3} , и двух циркулярных, H_R (направление вращения электронов) и H_L (направление вращения протонов). Ток возбуждения 70 А

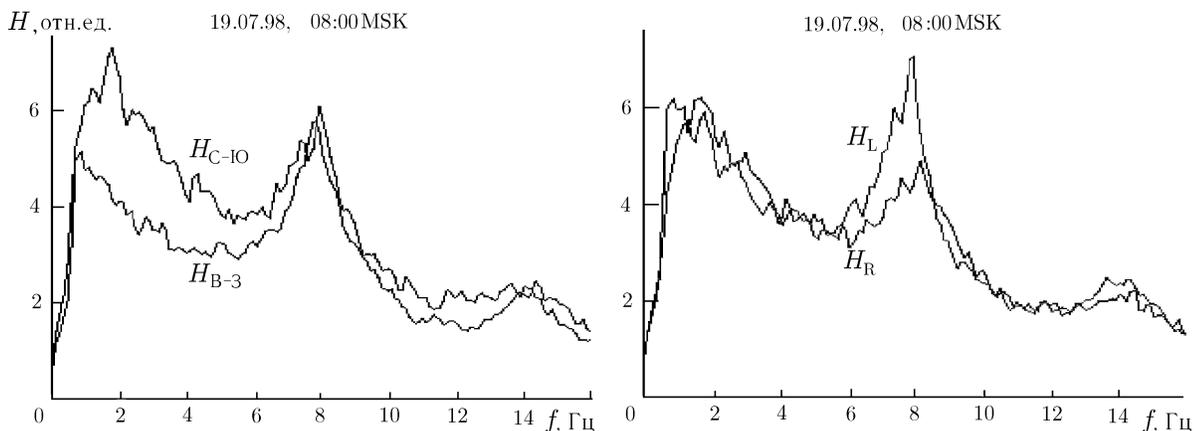


Рис. 12б. Примеры усреднённых спектров магнитного шума при умеренной грозовой активности. Интервал усреднения 10 мин. Амплитудно-частотная характеристика индукционных магнитных датчиков не представлена

данных в экспериментах 1998 г. использовался компьютер с платой аналого-цифрового преобразования и оригинальное программное обеспечение для спектрального, корреляционного и когерентного анализа. Из рис. 10 видно, что сдвиг по фазе между магнитными компонентами сигнала исчезает после восхода солнца, при этом происходит переход к дневным ионосферным условиям. Сдвиг по фазе между линейными компонентами $H_{C-Ю}$ и H_{B-3} означает эллиптичность поляризации искусственного сигнала, что подтверждает влияние анизотропных свойств ионосферы на регистрируемый ночью сигнал.

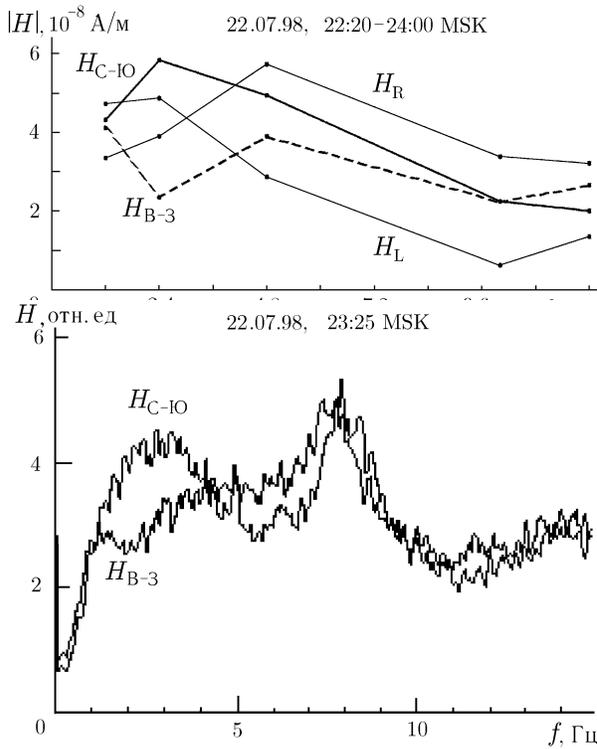


Рис. 13а. То же, что на рис. 12а, для вечернего рабочего цикла

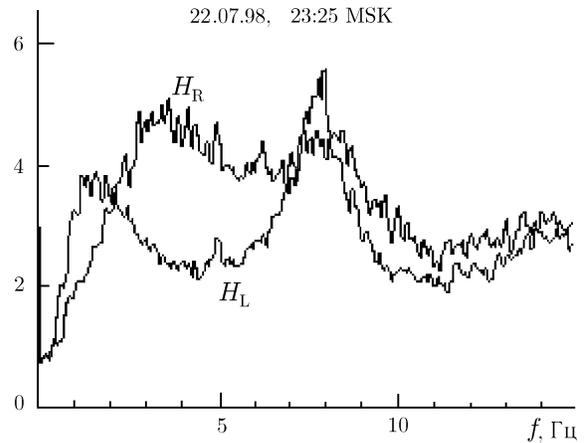


Рис. 13б. То же, что на рис. 12б, для вечернего рабочего цикла

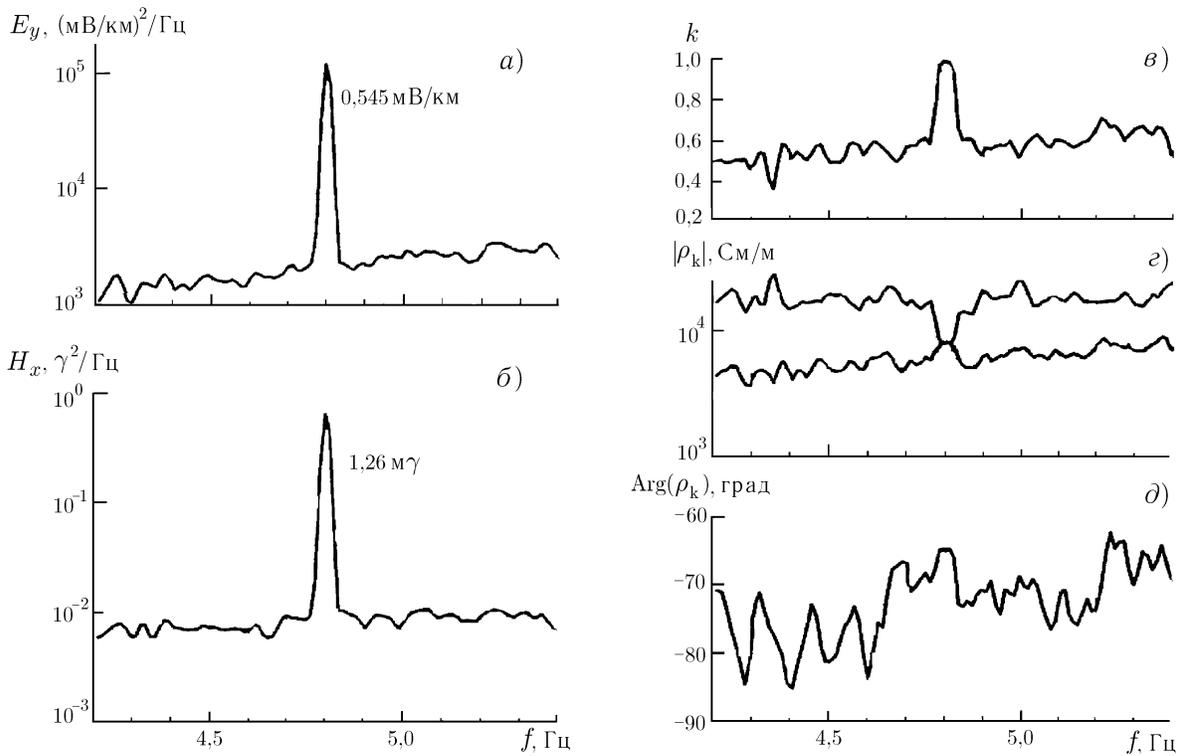


Рис. 14. Регистрация УНЧ сигнала в Карелии, п. Видлица, 17.07.98, 03:58–04:52 MSK; слева — спектры компонент E_y (а) и H_x (б; $\gamma = 10^{-5}$ Гц), справа — вычисленные по измеренным значениям полей коэффициент когерентности k (в), амплитуда (г) и фаза (д) кажущегося сопротивления ρ_k подстилающей поверхности

На рис. 12а и 13а представлены амплитудно-частотные зависимости для четырёх магнитных компонент: двух линейно поляризованных ($H_{C-Ю}$ и $H_{B-З}$) и двух циркулярно поляризованных (H_R и H_L) для утреннего (рис. 12а) и вечернего (рис. 13а) циклов. Здесь же на рис. 12б и 13б приведены примеры спектров шумового магнитного поля за тот же период наблюдения. Как следует из рис. 13, существует ярко выраженное отличие формы амплитудно-частотных зависимостей для различных магнитных компонент в вечернее время; одновременно наблюдается и существенное различие спектров различных поляризаций магнитного шума. Наиболее сильно отличаются спектры поляризаций H_R и H_L в вечернее время суток, что связано с влиянием гиротропии ночной ионосферы на естественный магнитный шум.

В ходе экспериментальных исследований 1998 г. регистрация УНЧ сигнала проводилась также на расстояниях 800 и 1000 км (Карелия, п. Видлица, и г. Санкт-Петербург). Цифровая обработка сигнала включала в себя спектральный анализ, вычисление коэффициента взаимной когерентности $k \sim \int \overline{H_y(t)E_x(t)} e^{-i\omega t} dt$, а также импедансных $Z(\omega) = \overline{H_y(\omega)E_x(\omega)} / \overline{H_y^2(\omega)}$ и адмитансных $Y(\omega) = \overline{H_y(\omega)E_x(\omega)} / \overline{E_x^2(\omega)}$ характеристик подстилающей поверхности.

На рис. 14 приведены примеры регистрации ортогональных компонент электромагнитного поля H_x и E_y , а также результаты обработки зарегистрированных полей: коэффициент k когерентности составляющих и кажущееся сопротивление ρ_k подстилающей поверхности: $\rho_k = iZ^2(\omega) / (\omega\mu_0) = i / (\omega\mu_0 \times Y^2(\omega))$, где μ_0 — магнитная постоянная. Нетрудно видеть, что на частоте работающего передатчика (4,8 Гц) коэффициент когерентности максимален, а значения ρ_k , вычисленные по адмитансным и импедансным характеристикам, совпадают, поэтому точность измерения кажущегося сопротивления с использованием контролируемого источника выше по сравнению с измерениями с использованием естественных полей.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В результате цикла экспериментальных исследований 1993 и 1998 гг. обнаружено сильное различие амплитудно-частотной зависимости и поляризации искусственного УНЧ сигнала в дневное и ночное время. Изменение профиля электронной концентрации и частоты соударений электронов и ионов с нейтральными частицами в ночное и вечернее время суток приводит к сильному изменению характеристик принимаемого УНЧ сигнала и спектра шумового магнитного поля. Авторами настоящей работы была детально разработана схема расчёта магнитных компонент сигнала, излучаемого горизонтальным магнитным диполем в плоском волноводе, ограниченном сверху анизотропной и неоднородной по высоте ионосферой. Решение на поверхности идеально проводящей Земли построено в виде преобразований Фурье—Бесселя искомого компонента поля, при этом при произвольном наклоне земного магнитного поля использовались граничные условия импедансного типа. Анизотропная и неоднородная ионосфера моделировалась совокупностью плоских однородных слоёв с параметрами стандартной среднеширотной ионосферы на высотах от 60 до 1000 км в период умеренной солнечной активности. На рис. 15 представлены амплитудно-частотные зависимости для компоненты поля $H_{C-Ю}$ в дневное и ночное время, вычисленные по данной модели ионосферы для приёмного пункта «Новая Жизнь». Расчётные кривые более адекватно по сравнению с моделью изотропной ионосферы отражают аномальную частотную зависимость амплитуды искусственного УНЧ сигнала, измеренного в приёмном пункте «Новая Жизнь» в ночное время. Используемая модель ионосферы позволяет учесть также влияние резонансных свойств ночной ионосферы, о чём свидетельствует осциллирующий характер частотной зависимости.

Таким образом, на распространение искусственного УНЧ сигнала могут оказывать существенное влияние околоземные резонансные и волноводные структуры. Мы выделим из них следующие, влияние которых хорошо видно на спектре низкочастотного электромагнитного шума (см. рис. 8, 9):

- 1) полость Земля—ионосфера [8];
- 2) ионосферный МГД волновод [9, 10];
- 3) ионосферный альвеновский резонатор [11, 12].

Основываясь на этом, можно считать, что наблюдаемый УНЧ сигнал состоит из трёх компонент:

1) прямого подыоносферного сигнала, распространяющегося в полости Земля—ионосфера от УНЧ источника до приёмного пункта со скоростью света $c = 3 \cdot 10^5$ км/с.

2) ионосферного волноводного сигнала, распространяющегося со скоростью $v \sim 500 \div 1\,500$ км/с.

3) сигнала, отражённого от верхнего края ионосферы над приёмным пунктом и распространяющегося вдоль силовых линий магнитного поля Земли внутрь ионосферы с альвеновской скоростью $v \sim 500 \div 1\,500$ км/с. Этот сигнал образуется при конверсии прямого подыоносферного поля, возбуждаемого УНЧ установкой, в медленные МГД волны в E -слое ионосферы.

Из-за сильного затухания МГД волн в верхней ионосфере влиянием верхней ионосферы на искусственный УНЧ сигнал в дневное время можно пренебречь. Следовательно, мы будем иметь очень сложную структуру сигнала в ночное время и более простую в дневное. Хорошее соответствие расчётных (по модели [5]) и измеренных амплитудно-частотных зависимостей и поляризации сигнала в дневное время позволяют сделать вывод, что мы измеряем сигнал, распространяющийся в полости Земля—ионосфера. В ночное время ситуация более сложная, и необходимо учитывать влияние крупномасштабных волноводных и локальных резонансных свойств ионосферы.

В ходе экспериментов 1993 и 1998 гг. с использованием контролируемого источника УНЧ электромагнитных полей был осуществлён приём искусственного УНЧ сигнала на трассе длиной 1 500 км. Высокочувствительная приёмная аппаратура и стабильный излучающий ток в антенне, возбуждающий УНЧ поле в полости Земля—ионосфера, позволили зарегистрировать сигнал с высокой точностью в частотном диапазоне 1,3–12 Гц. Все наблюдаемые особенности искусственного УНЧ сигнала связаны с влиянием волноводных и резонансных структур в околоземном пространстве. Наиболее важными из них являются полость Земля—ионосфера, МГД волновод внутри F_2 -области ионосферы и ионосферный альвеновский резонатор. Таким образом, характеристики принимаемого УНЧ сигнала могут содержать важную информацию о параметрах вышеназванных околоземных структур. Кроме того, регистрация искусственного УНЧ сигнала может быть использована для определения кажущегося сопротивления подстилающей поверхности в точке приёма, причём точность определения характеристик подстилающей поверхности с использованием контролируемого УНЧ источника существенно превосходит точность результатов, полученных на основе обработки естественных электромагнитных полей.

Авторы признательны А. Г. Литваку за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 01–02–16742, 01–02–31019), программы «Университеты России» (грант № 015.01.01.069), Минвуза (грант № E00–8.0–44) и INTAS (грант № 99–0335).

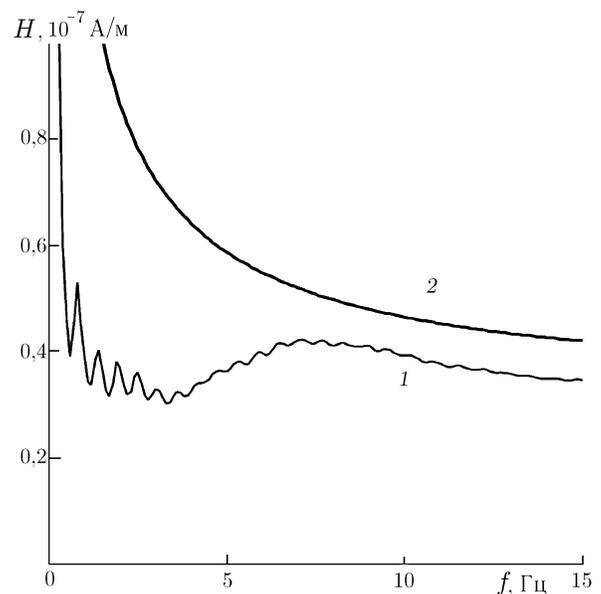


Рис. 15. Амплитудно-частотная зависимость компоненты $H_{C-Ю}$ магнитного поля, рассчитанная по модели анизотропной и неоднородной ионосферы для УНЧ источника «Кола—Серебрянский» в ночное (кривая 1) и дневное (кривая 2) время для приёмного пункта «Новая Жизнь»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е. П., Жамалетдинов А. А., Собчаков Л. А. и др. // ДАН РАН. 1994. Т. 338, № 1. С. 11.
2. Сараев А. К., Косткин П. М., Ивочкин В. Г. // Физика Земли. 1998. № 7. С. 50.
3. Беляев П. П., Поляков С. В., Ермакова Е. Н., Исаев С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40. С. 1 305.
4. Фёдоров А. Б., Елисеев А. А., Кочеров А. Б., Ратников К. В., Редько Г. Г. // Геофизическая аппаратура. 1998. № 101. С. 81.
5. Bannister P. R., Williams F. J., Dahlvig A. L., Kraimer W. A. // IEEE Trans. Comm. 1974. V. 22, No. 4. P. 412.
6. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. С. 663.
7. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 7. С. 802.
8. Sentmann D. D. // Radio Sci. 1987. V. 22, No. 4. P. 595.
9. Fujita S. // J. Geophys. Res. A. 1988. V. 93, No. 12. P. 14 674.
10. Greifinger C., Greifinger P. // Radio Sci. 1974. V. 9, No. 5. P. 533.
11. Belyaev P. P., Polyakov S. V., Rapoport V. O., Trakhtengerts V. Y. // J. Atm. Terr. Phys. 1990. V. 52, No. 9. P. 781.
12. Поляков С. В., Рапопорт В. О. // Геомагнетизм и аэрномия. 1981. Т. 21, № 5. С. 610.

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

² Российский институт мощного радиостроения, г.
Санкт-Петербург, Россия

³ ВНИИ разведочной геологии им. А. А. Логачёва,
г. Санкт-Петербург, Россия

**FIRST EXPERIMENTS ON GENERATION AND RECEPTION OF ARTIFICIAL ULF RADIATION (0.3–12 HZ) AT A
DISTANCE OF 1500 KM**

P. P. Belyaev, *S. V. Polyakov*, *E. N. Ermakova*, *S. V. Isaev*, *M. N. Yakunin*, *L. A. Sobchakov*,
A. V. Vasilyev, *N. L. Astakhova*, *D. N. Vladimirov*, *V. S. Volosevich*, *L. N. Protopopov*,
S. M. Gordyushkin, *A. P. Savitsky*, *G. V. Red'ko*, *A. A. Eliseev*, *A. B. Fedorov*, and *K. D. Ratnikov*

This paper presents the results of the first experiments on generation and reception of an artificial ULF signal in the frequency range 0.3–12 Hz at distances 800 and 1500 km. A high-sensitivity receiving facility and a stable radiating current in the antenna exciting ULF field in the Earth–ionosphere cavity permitted high-accuracy detection of the signal. The amplitude–frequency dependences and polarization of the artificial ULF signal were found to be strongly different during daytime and nighttime. This is related to the influence of near-ground waveguiding and resonance structures on the received signal. We present the results of calculating the signal amplitudes within the framework of different models of the ionosphere. It is shown that the model of anisotropic and vertically nonuniform ionosphere is adequate for describing the amplitude–frequency dependences of the measured ULF signal. Using two measured orthogonal components H_x and E_y of the electromagnetic field, we calculate the impedance of the ground in the reception point. It is shown that the accuracy of impedance calculation is much higher than the accuracy of the results based on processing natural electromagnetic fields.

УДК 551.521+537.86.029.65/.79

СТРУКТУРА ТЕПЛОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ В СРЕДНЕЙ ЧАСТИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО РАДИОДИАПАЗОНА

Ш. Д. Кутай, А. П. Наумов, Н. Н. Ошарина

Представлены результаты теоретических исследований структуры теплового излучения земной атмосферы в средней части субмиллиметрового радиодиапазона (волновые числа $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$). Анализируются спектры поглощения атмосферы, уровни формирования излучения и другие физические факторы, которые определяют особенности постановки обратных задач дистанционного зондирования в рассматриваемом диапазоне.

ВВЕДЕНИЕ

Пассивное радиометрическое зондирование природной среды, одно из быстро развивающихся в настоящее время научных направлений, возникло в 60-х годах на основе синтеза достижений радиоастрономии и теории распространения микроволн и первоначально было связано с исследованиями в сантиметровом (СМ) и миллиметровом (ММ) диапазонах длин волн [1–3]. Однако вскоре интерес исследователей проникает и в осваиваемый субмиллиметровый (СБММ) диапазон [4, 5]. Это обстоятельство объясняется тем, что каждый участок спектра имеет свои характерные особенности, связанные с наличием и преобладанием спектральных линий определённых газовых компонент атмосферы, со спектральными и высотными зависимостями её оптической толщины, с физическими процессами, определяющими формирование спектральных линий, с различной степенью влияния подстилающей поверхности на уходящее излучение системы атмосфера—подстилающая поверхность и т. п. Как следствие, во вновь осваиваемых диапазонах длин волн появляются новые возможности индикации тех или иных газовых компонент, изменяются высоты дистанционного зондирования, расширяются условия оптимизации соответствующих исследований. Особенности оптических характеристик в СБММ диапазоне длин волн открывают новые перспективы дистанционного изучения содержания и динамики малых газовых составляющих атмосферы, включая труднодоступные для контактных измерений её средние слои, расположенные на высотах $z \geq 20 \text{ км}$.

В настоящей статье представлены результаты теоретических исследований спектра и вертикальной структуры теплового излучения земной атмосферы в средней части СБММ радиодиапазона (волновые числа $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$). В [6] проанализированы особенности уходящего теплового излучения системы атмосфера—подстилающая поверхность в длинноволновой части СБММ диапазона ($1/\lambda = 10 \div 20 \text{ см}^{-1}$). Выбор диапазона для исследования в данной статье связан с существенным возрастанием в нём количества спектральных линий как водяного пара, так и малых газовых составляющих по сравнению с длинноволновым участком спектра, с появлением линий ряда соединений, которые отсутствуют в области $1/\lambda = 10 \div 20 \text{ см}^{-1}$, с полным экранированием радиоизлучения земной поверхности и, таким образом, с определяющим вкладом атмосферы во всех схемах дистанционного зондирования системы атмосфера—подстилающая поверхность. На рассматриваемом участке спектра, несмотря на возрастание частоты излучения, преобладающую роль в формировании спектральных линий по-прежнему играют адиабатичные молекулярные соударения, хотя число квантовых переходов в течение соударения уменьшается почти на 2 порядка по сравнению с числом переходов, частота которых соответствует средней части ММ диапазона.

Актуальность решения поставленной в статье задачи связана с появлением проектов практической реализации дистанционной диагностики содержания малых газовых составляющих в средней атмосфере по измерениям теплового излучения в СБММ диапазоне длин волн (см., например, [7, 8]). Между тем системный подход к анализу соответствующих характеристик излучения до сих пор отсутствовал. Изложение материала в данной статье осуществлено с тех же позиций, что и в [6], но с учётом специфики рассматриваемого диапазона. Расчёты радиохарактеристик атмосферы в средней части СБММ диапазона выполнялись при стандартных атмосферных условиях [9] для концентраций малых газовых составляющих, соответствующих фоновым значениям [10] (см. также рис. 1 в [11]).

1. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$

Таблица 1

Газ	Кол-во линий
H ₂ O	261
O ₃	7 832
N ₂ O	279
CO	82
CH ₄	350
O ₂	131
NO	180
SO ₂	2 312
NO ₂	2 213
NH ₃	122
HNO ₃	1 288
HBr	6
HI	5
ClO	1 800
OCS	175
H ₂ CO	848
HOCl	1 553
HCN	32
H ₂ O ₂	317
OH	23
HF	1
HCl	8

В табл. 1 приведены данные о количестве спектральных линий в диапазоне волновых чисел $20 \div 50 \text{ см}^{-1}$ для атмосферных газов, сведения о которых содержатся в атласе HITRAN [12]. Указанная работа представляет собой наиболее полную версию современных спектральных атласов. Отметим, что суммарное количество спектральных линий в рассматриваемом диапазоне примерно в 3 раза больше, чем в длинноволновой части СБММ диапазона ($1/\lambda = 10 \div 20 \text{ см}^{-1}$), к тому же в области $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$ присутствуют линии хлористого и фтористого водорода, а также гидроксидов ОН, которых нет в длинноволновой части диапазона. Спектральные линии всего диапазона $1/\lambda = 10 \div 50 \text{ см}^{-1}$ имеют, как правило, одну и ту же физическую природу: они обусловлены вращательными квантовыми переходами в основном колебательном состоянии, хотя определённый вклад в поглощение вносят и линии возбуждённых колебательных состояний молекул, а также их изотопы. Особое место в этом ряду занимает метан, который в силу высокой молекулярной симметрии (молекула CH₄ представляет собой сферический волчок) не обладает вращательным спектром.

Расчёты коэффициентов молекулярного поглощения в рассматриваемом диапазоне длин волн для всех газовых компонент, указанных в табл. 1, выполнялись, как и в [6], на основе спектральных данных [12] по формуле [13]

$$\gamma [\text{км}^{-1}] = 10^5 N [\text{см}^{-3}] \sum_{i,j} I_{ij}(T_0) \frac{Q_r(T_0)}{Q_r(T)} \times \\ \times \exp[aE_i(1/T_0 - 1/T)] \frac{1 - \exp(-a\nu_{ij}/T)}{1 - \exp(-a\nu_{ij}/T_0)} F(\nu_{ij}, \nu). \quad (1)$$

Здесь N — концентрация молекул поглощающего газа, $I_{ij}(T_0)$ — интенсивность квантового перехода $i \rightarrow j$ при температуре $T_0 = 296 \text{ К}$, Q_r — вращательная функция распределения, E_i — энергия нижнего квантового состояния, ν_{ij} — резонансная частота перехода, $F(\nu_{ij}, \nu)$ — структурный фактор формы линии, $T(z)$ — высотный профиль температуры, $a = hc/k$, где h и k соответственно постоянные Планка и Больцмана, c — скорость света; под индексами i, j понимается совокупность

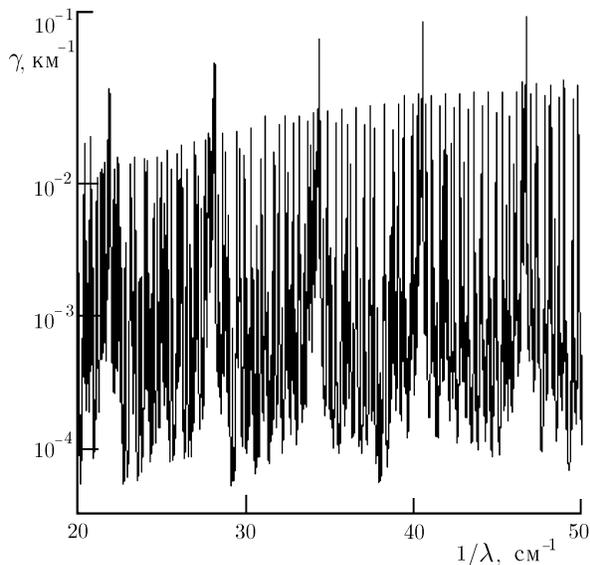


Рис. 1

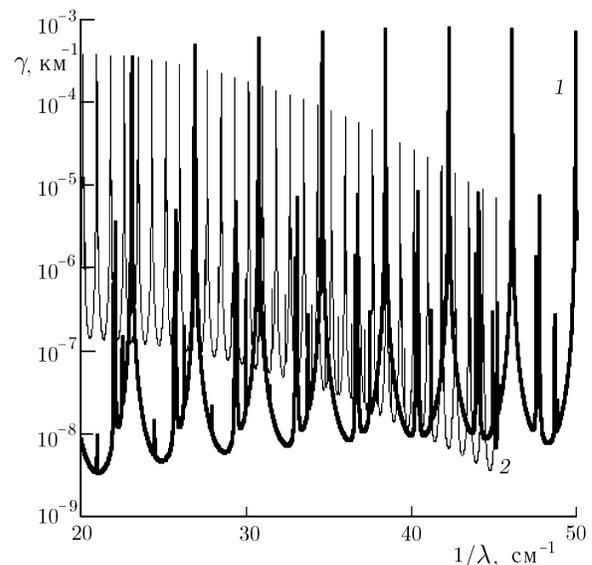


Рис. 2

квантовых чисел, описывающих соответствующий квантовый переход. При расчётах коэффициентов поглощения водяного пара, молекулярного кислорода и малых газовых составляющих для форм-фактора $F(\nu_{ij}, \nu)$ использовались те же выражения, что и в [6].

Что касается фонового поглощения, обусловленного молекулами O_2 и H_2O , то отметим следующие тенденции его спектральной зависимости:

1) коэффициент поглощения молекулярного кислорода как в окнах прозрачности, так и в резонансах рассматриваемого диапазона длин волн остаётся примерно таким же, как и в длинноволновой части СБММ участка спектра;

2) сохраняется наметившаяся в длинноволновой части СБММ диапазона тенденция роста коэффициента поглощения водяного пара с увеличением волнового числа.

Спектр поглощения молекулы O_2 в диапазоне $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$ содержит линии трёх триплетов, соответствующих изменениям орбитального квантового числа $|\Delta K| = 2$. Центральные линии этих триплетов ($1/\lambda = 25,81; 37,38$ и $48,93 \text{ см}^{-1}$) обладают наибольшей интенсивностью. Коэффициенты поглощения γ_{O_2} в резонансах указанных линий составляют приблизительно 2 км^{-1} . Однако даже эти линии не проявляются в фоновом поглощении на уровне моря, и определяющий вклад в суммарный коэффициент поглощения при стандартных атмосферных условиях в области $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$, как и в длинноволновой части СБММ диапазона, вносят молекулы водяного пара.

Число разрешающихся линий водяного пара на рассматриваемом участке спектра достигает 14. Наиболее интенсивными из них являются линии $3_{-3} - 3_{-1}$, $3_{-1} - 3_1$, $5_{-3} - 5_{-1}$, центрированные к волновым числам $1/\lambda_{ij} = 36,60; 38,79$ и $47,05 \text{ см}^{-1}$ соответственно, для которых значения γ_{O_2} при стандартных атмосферных условиях составляют приблизительно $2 \cdot 10^5 \text{ км}^{-1}$.

Расчёты показали, что малые газовые составляющие дают заметный вклад в атмосферное поглощение начиная с высот примерно 15 км. Из исследованных примесных компонент особое место занимают такие газы, как озон (O_3), окись углерода (CO), закись азота (N_2O) и пары азотной кислоты (HNO_3). Концентрация перечисленных газовых компонент в атмосфере относительно высока. Молекулы их относятся к различным типам (O_3 и HNO_3 — асимметричные волчки, CO и N_2O — линейные молекулы) и обладают весьма развитыми спектрами. На рис. 1–3 приведены спектры коэффициентов поглощения компонент O_3 (рис. 1), CO и N_2O (кривые 1 и 2 соответственно на рис. 2), а также HNO_3

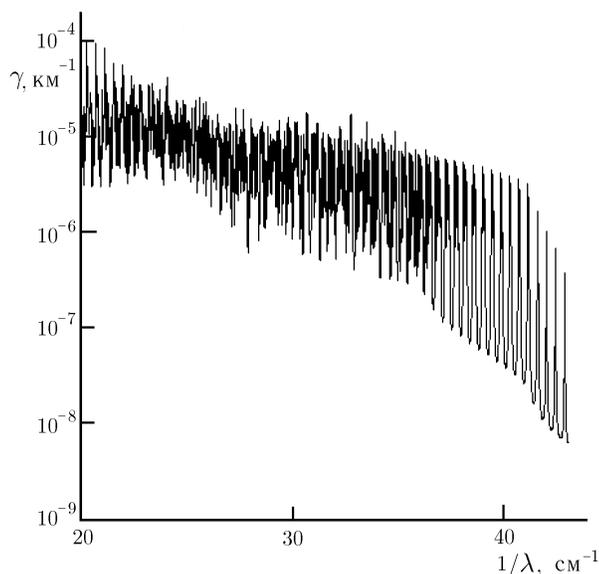


Рис. 3

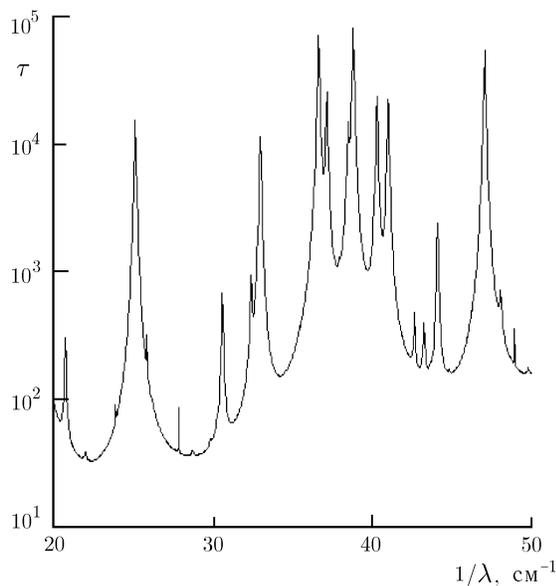


Рис. 4

(рис. 3) на высоте $z = 20$ км при их фоновых концентрациях. На выбранной для рассмотрения высоте $z = 20$ км, с одной стороны, уже разрешаются линии малых газовых составляющих, а с другой — существует ещё достаточно высокое фоновое поглощение, обусловленное молекулами водяного пара и кислорода.

Из сравнения результатов, приведённых на рис. 1–3, с аналогичными результатами [6] для диапазона $1/\lambda = 10 \div 20$ см⁻¹ следует, что поглощение в пяти наиболее интенсивных линиях озона, $15_{-10}—15_{-8}$ ($1/\lambda_{ij} = 21,85$ см⁻¹); $9_{-2}—9_0$ ($1/\lambda_{ij} = 28,12$ см⁻¹); $11_{-2}—11_0$ ($1/\lambda_{ij} = 34,32$ см⁻¹); $14_{-2}—14_0$ ($1/\lambda_{ij} = 40,50$ см⁻¹); $14_0—14_2$ ($1/\lambda_{ij} = 46,65$ см⁻¹), в рассматриваемом диапазоне возрастает примерно на порядок, а поглощение в линиях СО и N₂O увеличивается не более чем в два раза. Вклад линий окиси углерода в атмосферное поглощение увеличивается до волновых чисел $1/\lambda \approx 45$ см⁻¹, вклад линий закиси азота достигает максимума вблизи $1/\lambda \approx 20$ см⁻¹, а паров азотной кислоты — в ещё более длинноволновом диапазоне, при $1/\lambda \approx 15$ см⁻¹ [6]. При бóльших значениях волновых чисел наблюдается уменьшение коэффициентов поглощения соответствующих компонент. При этом фоновое поглощение в окнах прозрачности рассматриваемого участка спектра увеличивается в несколько раз.

Однако не все интенсивные линии малых газовых составляющих приходятся на окна прозрачности. В тех же линиях, которые расположены в окнах прозрачности, отношение коэффициента поглощения примеси к коэффициентам поглощения основных компонент атмосферы при $z = 20$ км составляет приблизительно $50 \div 70$ для озона, для других рассмотренных примесей это отношение изменяется от десятых долей до единицы.

Из вышесказанного следует, что предпочтительные для дистанционной диагностики малых газовых составляющих условия реализуются в окнах прозрачности основных компонент, приходящихся на длинноволновую часть рассматриваемого диапазона, например вблизи $1/\lambda \approx 20$ и 23 см⁻¹. Подробное рассмотрение спектральных зависимостей коэффициентов поглощения малых газовых составляющих на различных высотах представляет интерес для диагностики указанных компонент методом лимбового зондирования, поскольку в этом случае радиометрические измерения проводятся в резонансных участках линий, и излучение формируется в области атмосферы, прилегающей к прицельной высоте зондирования. Выводы данной работы относительно возможностей зондирования малых газовых соста-

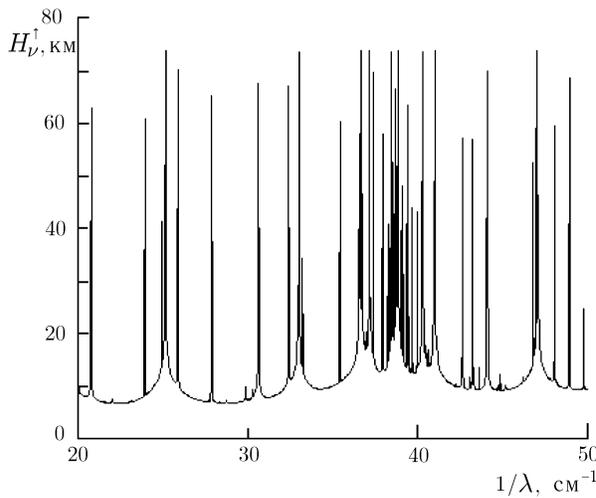


Рис. 5

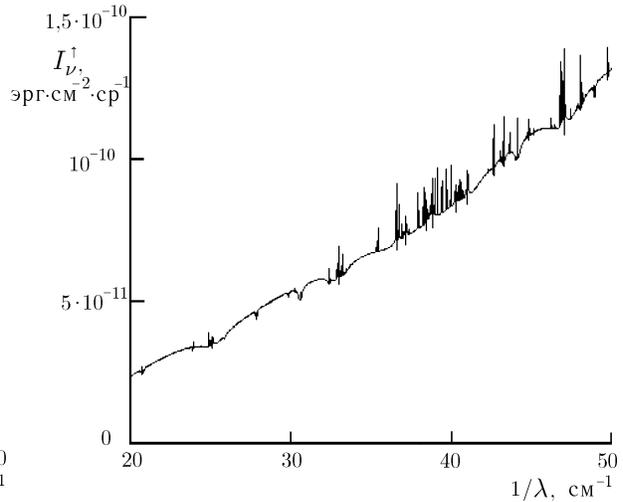


Рис. 6

вляющих согласуются в общем с планами экспериментальных спутниковых исследований, изложенными в [7, 8].

На рис. 4 представлена спектральная зависимость оптической толщины τ атмосферы, обусловленной основными поглощающими компонентами O_2 и H_2O в области $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$:

$$\tau = \tau(0, H) = \int_0^H [\gamma_{O_2}(z) + \gamma_{H_2O}(z)] dz, \quad (2)$$

где H — верхняя граница атмосферы, которая принималась равной 80 км. Коэффициенты поглощения γ_{O_2} и γ_{H_2O} , входящие в формулу (2), вычислялись с учётом доплеровского уширения линий. Спектральная зависимость оптической толщины отличается от спектра суммарного коэффициента поглощения на уровне моря проявлением в ней четырёх резонансных линий молекулярного кислорода: $1/\lambda_{ij} = 23,86; 25,81; 27,82$ и $48,93 \text{ см}^{-1}$. Однако отмеченная выше тенденция возрастания суммарного коэффициента поглощения основных газовых компонент с ростом волнового числа находит отражение и в характере спектральной зависимости оптической толщины τ .

Условия формирования нисходящего и уходящего атмосферного радиоизлучения характеризуют уровнями выхода $H_\nu^{\uparrow\downarrow}$, которые определяются следующим образом: $\tau(0, H_\nu^{\downarrow}) = 1$; $\tau(H_\nu^{\uparrow}, H) = 1$. Поскольку оптическая толщина τ даже в относительных окнах прозрачности рассматриваемого диапазона достигает $30 \div 100$ Нп, то уровни выхода нисходящего радиоизлучения при стандартных атмосферных условиях составляют всего несколько метров.

На рис. 5 приведена зависимость уровня выхода уходящего радиоизлучения для стандартных атмосферных условий от волнового числа. Из рисунка видно, что в рассматриваемом диапазоне радиоизлучения в основном формируется на высотах выше 8 км.

2. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ $1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$

На рис. 6 представлена спектральная зависимость интенсивности I^\uparrow уходящего излучения атмосферы в рассматриваемом диапазоне длин волн, обусловленная основными газовыми компонентами,

при стандартных условиях. Расчёты выполнялись по формуле

$$I^\uparrow = \int_0^H B(T)\gamma(z) \exp[-\tau(z, H)] dz, \quad (3)$$

где $B(T)$ — функция Планка, $\gamma(z)$ — суммарный коэффициент молекулярного поглощения $\gamma_{\text{O}_2} + \gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ на высоте z . В (3) учтено, что тепловое излучение поверхности и переотражённое ею излучение атмосферы экранируются атмосферным поглощением даже в относительных окнах прозрачности. Из рис. 6 видно, что в рассматриваемом диапазоне длин волн продолжается общее возрастание интенсивности излучения с ростом волнового числа и сохраняется сложный характер зависимости интенсивности в окрестности резонансов. Последнее обстоятельство связано с тем, что уровни формирования излучения в резонансных областях изменяются от нескольких километров до почти 70 км. Указанный высотный интервал охватывает верхние слои тропосферы, тропопаузу, стратосферу, стратопаузу и мезосферу, градиент температуры в которых неоднократно меняет знак [9]. Полученные в данной статье результаты дают представление о спектральной и вертикальной структурах теплового излучения атмосферы в средней части СБММ радиодиапазона.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании выполненных исследований можно отметить следующие особенности характеристик уходящего теплового излучения атмосферы в СБММ диапазоне длин волн ($1/\lambda = 20 \div 50 \text{ см}^{-1}$):

- 1) при общем росте фонового поглощения для отдельных газовых компонент наблюдается тенденция уменьшения интенсивности их спектральных линий;
- 2) из-за общего возрастания оптической толщины атмосферы экранируется излучение подстилающей поверхности и переотражённого ею атмосферного излучения при стандартных условиях;
- 3) спектральная зависимость интенсивности уходящего излучения в резонансных областях имеет сложный характер, обусловленный формированием этого излучения в слоях атмосферы с различным знаком градиента температуры;
- 4) предпочтительные условия дистанционного зондирования малых газовых составляющих реализуются в длинноволновой части рассматриваемого диапазона.

Отмеченные особенности позволяют рассмотреть возможность постановки обратных задач дистанционного зондирования основных параметров атмосферы и содержания малых газовых составляющих.

Авторы признательны М. Б. Зиничевой за неоценимую помощь в оформлении статьи. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00–05–64527).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
2. Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K. Microwave Remote Sensing. Active and Passive. V. III. From Theory to Application. Artech House, 1986. 1 282 p.
3. Степаненко В. Д., Шукин Г. Г., Бобылёв Л. П., Матросов С. Ю. Радиотеплолокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 284 с.
4. Саломонович А. Е., Соломонов С. В., Хайкин А. С., Ковалёв В. С., Кобзев А. А. // ДАН СССР. 1975. Т. 223, № 4. С. 852.

5. Waters J. W. // Proc. IEEE. 1992. V. 80, No. 11. P. 1 679.
6. Китай Ш. Д., Наумов А. П., Ошарина Н. Н. // Успехи современной радиоэлектроники (Зарубежная радиоэлектроника). 2001. № 11. С. 14.
7. Kunzi K. F. // Proc. Millennium Conference on Antennas and Propagation (Davos. 9–14 April 2000). V. 2. Propagation. Switzerland: ICAP, 2000. P. 1 579.
8. JEM/ SMILES Mission Plan. Japan: NASDA, 2001. 126 p.
9. U. S. Standard Atmosphere. Washington: Printed Government Office, 1966.
10. Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 192 с.
11. Китай Ш. Д., Наумов А. П., Ошарина Н. Н. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. 1998. № 4. С. 62.
12. Rothman L. S., Rinsland C. P., Goldman A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer. 1998. V. 60, No. 5. P. 665.
13. Наумов А. П., Ошарина Н. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 6. С. 722.

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

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

**STRUCTURE OF THERMAL RADIO EMISSION FROM THE ATMOSPHERE IN THE MIDDLE PART OF THE
SUBMILLIMETER WAVELENGTH RANGE**

Sh. D. Kitaj, A. P. Naumov, N. N. Osharina

We present the results of theoretical studies of the structure of thermal radio emission from the Earth's atmosphere in the middle part of the submillimeter wavelength range (wave numbers $1/\lambda \approx 20-50 \text{ cm}^{-1}$). Absorption spectra of the atmosphere, heights at which the radiation is formed, and other physical factors, which determine the features of inverse problems of remote sensing in the band considered, are analyzed.

УДК 534.8+534.26+550.34+622.7

ФОКУСИРОВКА РАСХОДЯЩИХСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН И ПЕРСПЕКТИВЫ СКВАЖИННОЙ АКУСТИКИ

Д. А. Касьянов, Г. М. Шалашов

Данная работа посвящена обсуждению перспектив скважинной акустики, связанных с применением сфокусированных полей. Исследуется возможность создания эффективных скважинных методов исследования нелинейных характеристик геологических сред, находящихся в реальном залегании. Обсуждается также возможность применения сфокусированных полей, создаваемых скважинными протяжёнными антеннами, для воздействия на геотехнологические процессы. Приведены результаты первого полупромышленного эксперимента по воздействию таким полем на процесс подземного выщелачивания редких металлов.

ВВЕДЕНИЕ

Скважинная акустика включает в себя два различных класса прикладных задач. Один класс объединяет в себе задачи, связанные с исследованием горных пород, находящихся в околоскважинном или межскважинном пространстве. В этот класс можно включить также акустические исследования самих скважин. Другой класс связан с задачами воздействия упругими полями на различные геотехнологические процессы (газонефтедобыча, подземное выщелачивание металлов и т. д.) с целью их интенсификации.

Объединяет эти два класса задач конфигурация поля, создаваемого скважинными излучателями, которые используются в настоящее время. Чаще всего это сферически расходящиеся поля, создаваемые точечными скважинными источниками, реже — цилиндрически расходящиеся поля упругих колебаний, которые создаются квазилинейными протяжёнными скважинными антеннами.

Весьма перспективным для скважинной акустики является использование ещё одной конфигурации акустического поля. Речь идёт о поле, которое создаётся в околоскважинной среде протяжённой квазилинейной скважинной антенной с фокусирующим фазовым распределением амплитуды поля вдоль оси антенны [1, 2]. Использование подобной конфигурации поля создаёт новые физические ситуации при исследовании околоскважинного пространства, а при воздействии даёт возможность резко увеличить амплитуду упругого поля в зоне коллектора эксплуатационных скважин.

При этом несомненно перспективным для задач исследования около- и межскважинного пространства является анализ нелинейных явлений, проявляющихся при воздействии на реальные геологические среды мощными упругими полями.

Данная работа посвящена обсуждению перспектив скважинной акустики и состоит из двух частей. Первая часть посвящена созданию эффективных скважинных методов исследования нелинейных характеристик геологических сред, находящихся в реальном залегании, и использования для этого, в частности, сфокусированных полей. Во второй части обсуждается применение сфокусированных полей, создаваемых скважинными протяжёнными антеннами, для воздействия на геотехнологические процессы. Приведены результаты первого полупромышленного эксперимента по воздействию таким полем на процесс подземного выщелачивания редких металлов.

1. НЕЛИНЕЙНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ КАРОТАЖ

К настоящему времени имеется достаточно большое число свидетельств, указывающих на существование сугубо нелинейных эффектов при упругом деформировании реальных геологических сред [3–5]. Созданы нелинейные модели, описывающие те или иные эффекты, связанные со структурными особенностями геологических сред [6–8]. Однако чётко ощущается отсутствие представительной базы экспериментальных данных, которые напрямую могли бы подтвердить или опровергнуть правильность различных моделей и определить основные направления исследований. При этом необходимо получать данные о нелинейных характеристиках горных пород, находящихся в реальном залегании. При принятых во всём мире лабораторных измерениях с использованием кернов или других образцов горных пород принципиально утрачивается масштабный фактор, определяемый внутренней структурой геологической среды, т. е. из всего «спектра слабых связей», отвечающих за нелинейность деформирования, выделяется лишь фрагмент, что ставит под сомнение достоверность исследований. С другой стороны, техника и методика измерений в сейсмическом диапазоне частот при наблюдениях на поверхности Земли не позволяют строго контролировать траекторию сейсмического луча и, что особенно увеличивает погрешность, амплитуду поля вдоль трассы. Это резко снижает достоверность оценок нелинейных характеристик геологического разреза [4]. В настоящее время эти трудности не преодолены, и сейсмические методы позволяют получить только интегральные оценки параметров упругой нелинейности вдоль всей траектории сейсмического луча, которые, по всей видимости, определяются сильнонелинейной зоной малых скоростей.

Таким образом, ситуацию с измерением параметров упругой нелинейности (ПН) геологических сред, находящихся в реальном залегании, нельзя назвать иначе как тупиковой.

Для выхода из данной ситуации хотелось бы предложить несколько, как нам кажется, реальных путей.

Представленные ниже схемы исследования геологических сред, находящихся в реальном залегании, называются (по аналогии с линейными методами) нелинейное межскважинное прозвучивание (НМП) и нелинейное вертикальное профилирование (НВП).

Предлагаемая схема НМП основана на использовании известного эффекта нелинейной фазовой модуляции высокочастотной акустической волны под действием низкочастотного модулирующего поля. Этот эффект является интегральным вдоль трассы распространения высокочастотной волны. Как известно, интегральный индекс фазовой модуляции m_φ можно представить в виде [9]

$$m_\varphi \approx N(\omega l/c) \varepsilon_0, \quad (1)$$

где ω и c — частота и скорость распространения высокочастотной волны, ε_0 — амплитуда деформаций, создаваемых низкочастотным модулирующим полем, l — расстояние между источником и приёмником высокочастотных волн, N — искомый эффективный ПН среды, который в данном методе отражает взаимодействие высокочастотной и низкочастотной акустических волн на квадратичной нелинейности реальной геологической среды. Описание связи параметра N с конкретными характеристиками среды существенным образом зависит от выбора модели нелинейной деформации реальных горных пород. Например, для идеального твёрдого тела, описываемого в рамках пятиконстантной теории упругости, измеряемый при межскважинном прозвучивании ПН представляет собой комбинацию упругих модулей второго и третьего порядков [9]. В более сложных моделях, точнее описывающих реальные геологические среды, этот параметр будет зависеть также от различных структурных характеристик среды, таких как пористость, проницаемость и т. д.

Возможная схема нелинейного межскважинного прозвучивания приведена на рис. 1. Генератор 1 при помощи скважинного источника акустических волн 2 возбуждает в пространстве между скважинами A и B высокочастотную акустическую волну. Одновременно в среде в области \mathcal{N} возбуждается

низкочастотное сейсмическое поле с помощью наземного вибрационного источника 3. Промодулированная в области \mathcal{N} высокочастотная акустическая волна регистрируется в скважине B с помощью скважинного приёмного прибора 4. Одновременно регистрируется и низкочастотное модулирующее поле. Электрические сигналы с прибора 4 поступают на наземный блок обработки 5 с целью измерения ε_0 и индекса фазовой модуляции m_φ , по которым из (1) определяют значения N . Для проверки метода НМП в натуральных условиях был создан комплекс аппаратуры [10], включающий высокочастотный скважинный акустический источник, который можно использовать для решения широкого круга геофизических задач, приёмный скважинный прибор и устройство обработки. Источником низкочастотного сейсмического поля служил наземный вибратор, развивающий усилие до 5 000 Н на платформе диаметром 600 мм с частотой $40 \div 45$ Гц. Скважинный источник состоит из мощного тиристорного генератора и погружных излучателей на основе пьезокерамики ЦТБС-3 и имеет следующие характеристики: рабочие частоты 3 и 20 кГц, непрерывная излучаемая мощность $1 \div 2$ кВт для источника сферической волны и 10 кВт для источника цилиндрических волн (максимальная импульсная мощность до 40 кВт). Приём акустических сигналов высокой и низкой частот осуществляется с помощью гидрофонов, установленных в приёмном скважинном приборе, с выхода которого электрические сигналы после предварительной обработки поступают в наземное устройство обработки, состоящее из демодулятора флуктуаций и спектроанализатора. Демодулятор флуктуаций [10] является прибором, предназначенным для измерения малых индексов фазовой модуляции квазигармонических сигналов. Чувствительность прибора составляет $-(140 \div 160)$ дБ. Сигнал с выхода демодулятора поступает на спектроанализатор. Итогом измерений является величина S_Ω спектральной плотности мощности фазовых флуктуаций принимаемых сигналов.

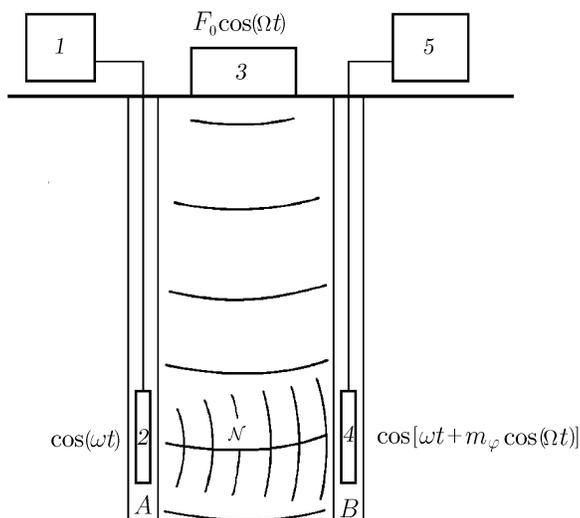


Рис. 1

На рис. 2 приведены результаты обработки экспериментальных данных. Кривая 1 на рис. 2а соответствует спектру фазовых флуктуаций сигнала на излучателе, кривая 2 — спектру фазовых флуктуаций акустического сигнала на приёмнике при отсутствии низкочастотного поля, кривая 3 — спектру фазовых флуктуаций акустического сигнала, прошедшего через среду, при одновременном воздействии на среду низкочастотным полем. На рис. 2б для сравнения приведён спектр сигнала вибратора.

Хорошо видно, что при включении вибратора в спектре фазовых флуктуаций принимаемого сигнала появляется спектральная составляющая на частоте воздействия. Это говорит о наличии фазовой модуляции высокочастотной волны низкочастотным полем. Оценки амплитуды объёмной деформации ε_Ω^0 в среде на частоте наземного вибратора проводились путём измерения приёмным прибором 4 давления p_Ω на оси скважины B (см. рис. 1). Расчёт ам-

плитуды объёмной деформации ε_Ω^0 исходя из давления в скважине осуществлялся по известным методикам [11, 12]. Определённая таким образом величина $\varepsilon_\Omega^0 = (1,02 \pm 0,11) \cdot 10^{-10}$ поддерживалась одинаковой для всех исследуемых глубин регулированием усилия вибратора. Ошибка определения ε_Ω^0 составляла чуть больше 10 % и связана с погрешностями при измерении линейных характеристик, таких как поперечная и продольная скорости звука в околоскважинном пространстве. Источником погрешности являются аномальные околоскважинные зоны, радиус которых для пластичных пород может достигать пяти радиусов скважины [13].

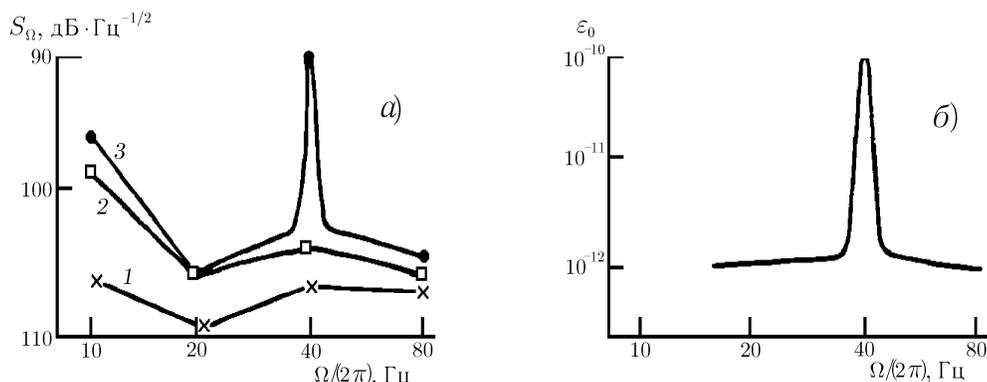


Рис. 2

В одном из экспериментов при расстоянии между скважинами 15 м был пройден профиль между отметками 50 и 150 м; исследуемые породы представляли собой серые плотные слабопесчанистые алевроитные глины с редкими и незначительными по размерам линзами песчаника. Для всего профиля, кроме участка между глубинами 82,5 и 91 м индекс фазовой модуляции $m_\varphi = 3 \cdot 10^{-5}$, что соответствует ПН среды $N = 2500 \pm 260$; между отметками 82,5 и 91 м было зафиксировано значение $m_\varphi = 3,7 \cdot 10^{-5}$, что соответствует параметру $N \approx 3080 \pm 310$. Анализ геологических особенностей показал, что слой между отметками 82,5 и 91 м характеризуется повышенным содержанием песка по сравнению с остальным пройденным профилем. Если в основном порода на глубинах 50 ÷ 150 м содержит не более 1 % песка, то слой между отметками 82,5 и 91 м не менее 4 %. Здесь необходимо отметить, что повышенное содержание песка между отметками 82,5 и 91 м практически не влияет на время распространения высокочастотного акустического поля между скважинами, определявшееся по первым вступлениям сигнала на гидрофоне. Из этого можно заключить, что линейные характеристики слоя на глубинах 82,5 ÷ 91 м не отличаются от линейных характеристик породы на остальном участке пройденного профиля. Таким образом, в эксперименте видна чёткая зависимость ПН, при неизменных линейных параметрах среды, от изменения её структуры, причём эти структурные изменения на первый взгляд кажутся незначительными.

Предложенная схема нелинейного межскважинного прозвучивания может быть эффективно использована не только для определения ПН, но и для контроля напряжённого состояния среды (измерений ε_0). В настоящее время для этих целей используют наблюдения за вариациями Δc скорости распространения сейсмических или акустических волн в горных породах [3, 14, 15]. Согласно (1) $\Delta c/c \sim N\varepsilon_0$ [9], при этом в наиболее интересных задачах контроля «критического» состояния среды изменения параметра N могут существенно превосходить изменения ε_0 , которые, в свою очередь, могут иметь разную направленность [4]. Одновременное измерение относительной вариации скорости $\Delta c/c$ и параметра нелинейности N по предложенной схеме в реальных условиях позволит впервые получить достоверные данные о динамике напряжённого состояния и его влиянии на такие важнейшие параметры геологических сред, как прочность, пористость и т. д.

Метод НМП предназначен в основном для верхней части геологического разреза, т. к. для его реализации необходимо низкочастотное модулирующее поле, создаваемое наземным вибратором, а бесконечно увеличивать усилие вибратора невозможно. Кроме того, это принципиально двухскважинный метод, что сильно ограничивает его применимость. Известно, что стоимость скважины с глубиной в лучшем случае растёт по квадратичному закону, в худшем — по экспоненциальному.

Возможно ли создание односкважинных методов исследования ПН? Основная проблема предлагаемых схем (см., например, [16]) — отсутствие достоверности. Схема строится по полной аналогии с линейным акустическим каротажем, но измеряется уровень сигнала на комбинационных частотах.

Если в случае линейного каротажа чаще всего можно разделить типы волн, то в нелинейном аналоге принципиально невозможно достоверно выделить область взаимодействия и отделить, таким образом, полезный сигнал от помех, создаваемых, например, часто сильнонелинейной прискважинной зоной, структура породы в которой была нарушена при строительстве скважины.

Поиск нелинейных эффектов, основываясь на которых можно получить информацию о ПН геологической среды в реальном залегании (желательно вне аномальной зоны скважины), привёл к обнаружению эффекта дифракционного обратного низкочастотного рассеяния из фокальной области сфокусированного высокочастотного пучка [17]. Более того, оказалось, что можно реализовать цилиндрически расходящиеся сфокусированные пучки путём создания соответствующего фокусирующего фазового распределения вдоль расходящейся цилиндрической апертуры; фокальная область таких пучков имеет форму тора [1, 2]. Оптимальные фазовые распределения для создания фокусирующих скважинных антенн представлены в [18].

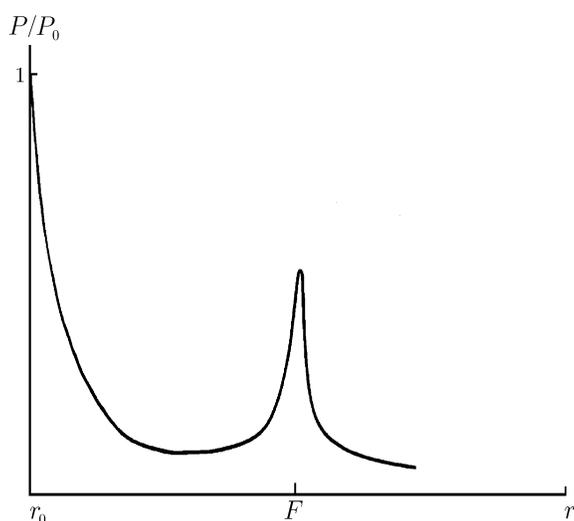


Рис. 3

Схематично поле P , создаваемое протяжённой квазилинейной антенной с фокусировкой, представлено на рис. 3. Видно, что в показанной зависимости в области $r_0 < r < F$ можно условно выделить три участка. На первом участке преобладает уменьшение амплитуды поля вследствие его цилиндрической расходимости, на втором цилиндрическая расходимость и заданная начальным фазовым распределением сходимостью компенсируют друг друга, на третьем преобладает сжимимость. Здесь r_0 — радиус начальной апертуры, $P_0 = P(r_0)$. Таким образом, в среде формируется выделенная фокальная область в виде тора. В различных вариантах сфокусированных цилиндрических антенн отношение амплитуд поля в фокусе и в минимуме может достигать десяти и более при размерах фокуса до 10 длин волн [1, 2, 18].

Оказалось, что подобная контрастность поля порождает замечательный с точки зрения создания методов диагностики эффект. Дело в том, что на начальной апертуре можно выделить сигнал, являющийся результатом нелинейного взаимодействия только в фокальной области. Это не противоречит выводам нелинейной акустики [19], т. к. эффект имеет чисто дифракционный характер: любая неоднородность поля, размеры которой сравнимы или много меньше длины излучаемой волны, является источником дифракционных потерь, и если обеспечить условие $\Lambda \gtrsim l$, где Λ — средняя длина волны низкочастотного сигнала, являющегося результатом нелинейного преобразования, а l — размер фокуса, то дифракционное рассеяние из фокальной области будет иметь диаграмму направленности, характерную для кольцевого источника. Оценки данного эффекта для различных сред (вода, грунт и др.) дают отношение $P_s/P_0 \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$, где P_s — амплитуда низкочастотного сигнала, являющегося результатом нелинейного преобразования в фокальной области, принятая на начальной апертуре, P_0 — амплитуда сигнала накачки на начальной апертуре; оценки делались для реально достижимых значений давления P_0 в излучателях из пьезокерамических материалов [20].

Экспериментальные исследования эффекта были проведены для воды. Целью эксперимента было определение параметра квадратичной нелинейности хорошо отстоявшейся воды [17]. В качестве фокусирующей цилиндрической протяжённой антенны была выбрана цилиндрическая зонная линза [18], которая излучала последовательность радиоимпульсов. Моделировалась схема, где в качестве ин-

формационного сигнала используется продетектированный в фокальной области радиопульс, приём продетектированного средой радиопульса осуществлялся в районе начальной апертуры. Эксперимент подтвердил возможность получения на начальной апертуре информативного сигнала (был зафиксирован уровень P_s в единицы Па), являющегося результатом нелинейного преобразования сигнала накачки в фокальной области; отношение P_s/P_0 в эксперименте составило порядка 10^{-5} . Кроме того, реализованная в эксперименте схема была выбрана для использования временного разделения сигналов и определения по временным задержкам скорости звука. Таким образом, экспериментально был подтверждён эффект, на основе которого можно создать принципиально новый класс методов диагностики как линейных, так и нелинейных характеристик различных сред.

Особенно ярко этот эффект может проявиться при создании метода односкважинного нелинейного акустического каротажа, дающего информацию как о ПН геологических сред в реальном залегании, причём вне аномальной прискважинной зоны, так и о линейных характеристиках, что особенно актуально для низкоскоростных разрезов.

Предлагается следующая схема (см. рис. 4), которую можно назвать схемой нелинейного вертикального профилирования. Здесь с помощью спускаемого скважинного генератора 2, связанного с наземным блоком питания 1, и фокусирующей скважинной антенны 3 в исследуемой среде возбуждается цилиндрически расходящаяся сфокусированная волна накачки. Фокальная область в данном случае представляет собой тор. По оценкам при совпадении собственной частоты скважинной пьезокерамической фокусирующей ($F = 10 \div 12$ м) антенны с частотой объёмного резонанса водного слоя, находящегося между антенной и внутренней стенкой скважины, контрастность поля объёмных деформаций не хуже, чем в описанном выше эксперименте по фокусированию акустического поля квазилинейной антенной в воде. Далее сигнал, являющийся результатом нелинейного преобразования волны накачки в фокальной области (и только в фокальной области), принимается чувствительным элементом 4, обрабатывается блоком предварительной обработки 5 и поступает на блок окончательной обработки 6, который выдаёт информацию о ПН участка геологической среды, находящегося в фокальной области. В данном случае полученное значение ПН будет характеризовать процесс детектирования исходного сигнала на квадратичной нелинейности геологической среды, находящейся в фокальной области. Таким образом, НВП будет давать информацию о локальном эффективном параметре квадратичной упругой нелинейности горных пород, находящихся в реальном залегании.

Существует возможность создания фокусируемых скважинных антенн с управлением положения фокальной области в среде [18]. Более того, используя различные виды сигналов накачки, можно получить информацию о линейных характеристиках геологической среды, таких как продольная и поперечная скорость звука. Здесь надо отметить, что влияние аномальной прискважинной зоны на результат измерения линейных характеристик в данном случае будет существенно меньше, чем в используемых сейчас методах акустического каротажа.

В заключение отметим, что методы нелинейного акустического каротажа могут быть с успехом ис-

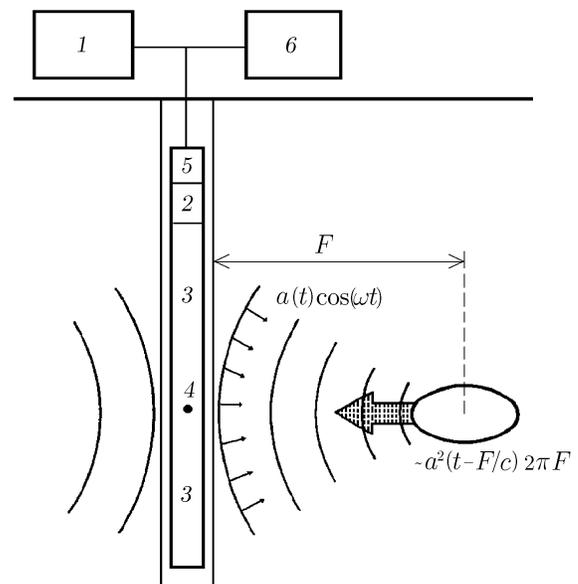


Рис. 4

пользованы для решения следующих задач:

- разработка методов поиска полезных ископаемых по нелинейным характеристикам среды (поиск зон трещиноватости, повышенной пористости и т. д.);
- контроль за изменениями напряжённого состояния среды в окрестности крупных сооружений (по сравнению с традиционными методами имеется возможность калибровки тензочувствительности среды в реальных условиях без лабораторных испытаний);
- нелинейный мониторинг среды в сейсмически активных районах с целью прогноза землетрясений;
- поиск ослабленных зон (карстов) на строительных площадках.

2. ОБ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ГЕОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Наиболее часто обсуждаемым объектом акустического воздействия является нефтедобыча (см. [21–30] и др.). Для этого есть и объективные причины. Горно-геологические и физико-геологические условия разработки нефтяных месторождений в последнее время значительно усложнились. Существенно изменяется и структура сырьевой базы. Трудно извлекаемые запасы составляют большую часть общих залежей нефти, и часть эта имеет тенденцию к увеличению. Это требует дальнейшего совершенствования существующих технологий интенсификации разработок нефтяных залежей и активизации работ по созданию новых, в том числе и комплексных, технологий.

Одним из основных объектов применения технологии интенсификации добычи является призабойная зона продуктивного пласта (ПЗП), фильтрационным характеристикам которой всегда уделяется особое внимание. Большое значение фильтрационных свойств призабойной зоны для притока жидкости к скважинам следует из достаточно элементарных соображений (см., например, [31, 32]). Формула для распределения давления при одномерном радиальном потоке от кругового контура питания с радиусом R_k и давлением P_k к концентричной с ним скважине с радиусом забоя r_c и забойным давлением P_c выглядит следующим образом:

$$P(r) - P_k = (P_c - P_k) \frac{\ln(R_k/r)}{\ln(R_k/r_c)}. \quad (2)$$

При таком логарифмическом законе распределения давления между контуром питания и скважиной основная часть разности давлений приложена к узкой зоне вблизи скважины. Например, при $R_k \sim 100$ м, $r_c \sim 0,1$ м более трети разности давлений теряется уже на расстоянии примерно 1 м от оси скважины, а более половины теряется в зоне радиусом 3 м.

При завершении строительства скважин (вскрытие продуктивного пласта и освоение скважин) основной задачей становится сохранение фильтрационных свойств ПЗП для обеспечения достаточно высокой продуктивности скважин. Проводятся многочисленные мероприятия: повышают качество буровых растворов, снижают репрессии на пласт, используют специальные перфорационные среды, при вызове притока из пласта применяют пенные системы и т. д.

Из анализа геолого-промысловых материалов [13, 33] по различным месторождениям следует, что указанные мероприятия, способствуя в целом повышению качества вскрытия продуктивных пластов, не полностью решают стоящие проблемы. Во многих случаях сразу же после ввода скважины в эксплуатацию появляется необходимость воздействия на ПЗП с целью улучшения фильтрационных свойств.

Аналогичные проблемы возникают в процессе эксплуатации скважин, особенно после проведения ремонтных работ при репрессии на пласт.

Основными причинами ухудшения проницаемости ПЗП эксплуатационных скважин являются:

— высокая геологическая неоднородность коллектора, когда эффективно дренируется только часть вскрытой толщи пласта, что особенно характерно для месторождений Западной Сибири (по Самотлорскому месторождению, в частности, на многих скважинах работает только от 8 до 34 % вскрытой толщины пласта (данные СибНИИНП));

— засорение (закупоривание крупных пор и трещин) ПЗП механическими примесями, которые выносятся из пласта или попадают в ПЗП при бурении с применением глинистого раствора;

— парафинизация, т. е. отложение в процессе эксплуатации парафино-смолистых компонентов в ПЗП. Существующие физические представления об этом процессе таковы: в зоне коллектора происходит фильтрация нефти со взвешенными в ней мелкими частицами парафина (мелкодисперсная суспензия), размеры которых малы по сравнению с размерами пор. Выпадая на стенках пор, эти частицы создают агрегаты путем полимеризации или кристаллизации [13].

Резкое ухудшение проницаемости ПЗП может оказаться фатальным для эксплуатационной скважины. Дебит скважины при одном и том же забойном давлении существенно снижается вследствие загрязнения призабойной зоны. По оценкам [31], например, при десятикратном снижении проницаемости в зоне радиусом 0,5 м и $r_c \sim 0,1$ м дебит снижается в 3 раза; если такое же снижение проницаемости произошло в зоне радиусом 0,2 м (т. е. толщиной всего 0,1 м), дебит снижается на 40 %.

Одним из прогрессивных методов воздействия на ПЗП является акустическое воздействие. В нефтепромысловом деле существует несколько полупромышленных технологий, использующих различные виды акустического воздействия на ПЗП (воздействие монохроматическим акустическим полем [30], импульсом от пластоиспытателей [34], импульсами от искровых источников [28], виброударная обработка [23] и др.), которые позволяют в той или иной мере решать промысловые задачи: увеличить дебит добывающих скважин; вызвать приток жидкости из пласта в простаивающих скважинах; повысить приёмистость нагнетательных скважин.

Механизмами акустического воздействия, по всей видимости, являются:

— изменение фазовой проницаемости ПЗП за счёт известных механизмов: существенного уменьшения вязкости нефти в акустическом поле [35, 36]; значительного увеличения проницаемости пористой среды в акустическом поле (см., например, [37, 38]), что важно и для нагнетательных скважин. Работы [35–38] сугубо экспериментальные (теоретическое рассмотрение конкретных физических процессов, связанных с названными механизмами, явно недостаточно);

— снижение плотности нефти вследствие выделения из неё газовых фракций лёгких углеводородов под действием акустического поля (см., например, [39, 40]);

— звуковая очистка зоны перфорации [21, 41].

Известно, что эффективность реализации вышеупомянутых механизмов акустического воздействия существенно увеличивается с ростом интенсивности акустического поля и радиуса озвучиваемой зоны. Подобная зависимость, вообще, характерна для физико-химических процессов, интенсифицируемых акустическим полем [23, 42].

Более того, основываясь на большом количестве экспериментальных данных (см. [25, 37, 38, 41, 43, 44] и др.), можно сделать вывод о том, что механизмы акустического воздействия на физико-химические процессы являются пороговыми по акустической мощности. Различные авторы дают разные оценки минимальной плотности потока акустической мощности Π_k , необходимой для интенсификации процессов тепло- и массопереноса в пористых средах: от 0,03 до 0,1 Вт/см².

Основной причиной ограничения интенсивности акустического поля при работе в скважинах является малость их диаметра (сейчас в основном эксплуатируются скважины с внешним диаметром от 140 до 245 мм), и единственной реальной возможностью увеличения энергии акустического поля в ПЗП и близлежащей к ней зоне заключается в создании антенн, распределённых вдоль оси скважины. Существующие технические решения позволяют в этом случае несколько увеличить энергию акустического поля в нефтяном пласте за счёт уменьшения геометрической расходимости акустического поля. Од-

нако лишь применяя фокусирующие фазовые распределения вдоль оси протяжённой антенны можно кардинально увеличить амплитуду акустического поля в ПЗП и, что самое главное, увеличить дальность эффективного действия акустического поля, излучаемого из скважины. Пользуясь критерием, определяющим возможность достижения в заданной области на расстоянии R_m от скважины необходимой плотности потока акустической энергии $\Pi_k = 0,03 \text{ Вт/см}^2$, получим для скважинной пьезо-керамической фокусирующей антенны $R_m \sim 20 \div 30 \text{ м}$. Для оценок были взяты реально достижимые параметры: начальный радиус $r_0 = 0,05 \text{ м}$; $\Pi_0 = \Pi(r_0) = 1 \div 2 \text{ Вт/см}^2$; длина антенны $h = 20 \text{ м}$. Полученное значение R_m примерно на порядок превосходит возможности существующей ныне акустической аппаратуры, предназначенной для интенсификации процессов тепло- и массопереноса [21, 22].

Большими перспективами, по всей видимости, обладает использование акустических технологий в комплексе с традиционными способами воздействия на ПЗП: различными тепловыми воздействиями, соляно-кислотной и глино-кислотной обработкой и т. п.

Известно многократное (в 5–20 раз) возрастание эффективной теплопроводности насыщенных коллекторов в акустическом поле [45–47], существенно зависящее от интенсивности акустического поля в заданной области среды.

Существуют экспериментальные работы (см., например, [48]), где исследуется проблема восстановления проницаемости запарафиненных и заглинизированных зон пластов тепловым и акустическим воздействиями. Авторы данных работ приходят к выводу, что при совместном воздействии тепловым и акустическим полями можно восстановить 40–50 % проницаемости.

Однако эффективность комплексных технологий также существенно зависит от интенсивности акустического поля, увеличить которую можно, применяя в технологиях акустического воздействия фокусирующие скважинные антенны. Кроме того, используя неоднородность создаваемого сфокусированного акустического поля, т. е. тот факт, что в небольших заданных зонах в пласте (в пределах 10–20 м от скважины) реализуется значительная интенсивность акустического поля, можно управлять процессами, зависящими от градиента давления в акустическом поле, такими как теплопроводность, проницаемость коллектора и др.

Акустическое поле само по себе или в комплексе с другими полями — весьма перспективный инструмент воздействия на ПЗП, однако, как показывает анализ опубликованных данных, эффект от обработки ПЗП традиционными методами с применением различных волновых процессов не превышает 50 %. Это объясняется разнообразием геолого-физических свойств месторождений и разным состоянием ПЗП, отсутствием технологий, с помощью которых можно точно определить характер и степень загрязнения ПЗП и т. д. Поэтому внедрение любых новых, в том числе и комплексных, технологий, требует предварительных опытно-промышленных испытаний для выявления физико-геологических и прочих особенностей выбранных месторождений и применимости к ним новых методов.

Незаслуженно меньшее внимание уделяется разработке методов акустического воздействия на процессы подземного выщелачивания (ПВ), хотя увеличение доли подобных геотехнологических способов добычи в общей мировой добыче минерально-сырьевых ресурсов постоянно увеличивается [49]. Это вызвано необходимостью использования сырья низкого качества, считавшегося раньше нерентабельным для обработки, т. к. запасы богатых руд истощаются, а потребность в минеральном сырье постоянно возрастает. Кроме того, с точки зрения экологии процессы ПВ существенно более привлекательны, чем открытые разработки или шахтные методы.

На данный момент в мировой практике в промышленных масштабах используется подземная выплавка серы, скважинная гидродобыча фосфоритов, выщелачиваются соли радиоактивных элементов, никель, медь, молибден, вольфрам, мышьяк, ртутные руды (подземный обжиг), золото и т. д. [50–52].

Каждая технология ПВ является чрезвычайно сложной, т. к. создаётся под конкретное месторождение, обладающее своей геологией, гидрологией, физикохимией и т. п. Насколько известно авторам, ни в одной из существующих на данный момент технологий ПВ не используется акустическое

воздействие на каких-либо этапах. Условно говоря, подземное выщелачивание включает в себя следующие этапы: подведение реагентов к растворяемому сырью, растворение, диффузия и фильтрация обогащённого раствора к добычному коллектору. Каждый из этих этапов, несомненно, является объектом акустической интенсификации. Возможность интенсификации процессов закачки реагентов и их дальнейшей фильтрации при воздействии акустическим полем доказана даже не лабораторными, а опытно-промышленными экспериментами в нефтяной отрасли [21, 22, 30]. Конечно, породы, подвергаемые ПВ, могут обладать существенно меньшей проницаемостью, чем нефтяные пласты (например, рудные тела). В этом случае необходимо максимальное увеличение амплитуды воздействующего акустического поля, для чего необходимо фокусировать акустические поля. Что касается интенсификации процессов растворения под действием акустического поля, то существует большое количество экспериментальных данных [43, 44, 53–58], подтверждающих значительное влияние акустического поля на химические, в том числе и на гидрометаллургические, процессы. Однако в очередной раз необходимо отметить пороговый (по интенсивности акустического поля) характер такого воздействия на физико-химические процессы [35, 41, 43, 44, 56]. Следовательно, при акустическом воздействии на процессы ПВ вопрос инструмента, т. е. скважинной антенны, стоит не менее остро, чем при интенсификации нефтедобычи. Максимальными возможностями при создании интенсивного акустического поля обладают антенны с фокусировкой цилиндрически расходящихся волн с технической реализацией, например, по [59, 60].

Далее приведено описание первого полупромышленного эксперимента по акустическому воздействию на процесс ПВ редких металлов с использованием фокусирующих скважинных антенн (НИРФИ—НГМК, 1988–1991 гг.).

В промышленном масштабе метод ПВ редких металлов успешно используется с 60-х годов прошлого века и наиболее широкое применение получил при работе на так называемых гидрогенных месторождениях. Формирование подобных месторождений связывается с осаждением металла из кислородных грунтовых вод на окислительно-восстановительном барьере, возникающем при движении этих вод по проницаемым пластам. Отработка такого месторождения методом выщелачивания — это, по сути, процесс, обратный природному: ранее осаждённый металл переводят в подвижную ионную форму, изменяя химический состав пластовых вод. Для этого в контуре залежей месторождения размещают большое количество закачных и откачных скважин. В закачные скважины подают выщелачивающие растворы, которые растворяются в пластовых водах. Далее активные растворы фильтруются в продуктивном пласте, обогащаются полезными компонентами и извлекаются через откачные скважины. Подземное выщелачивание — типичный пример гетерогенной химической реакции, лимитируемой диффузионным сопротивлением в одной из фаз. Влияние упругих колебаний на подобные реакции общеизвестно, хотя изучено недостаточно [43, 61, 62].

Объектом воздействия в описываемом эксперименте была прискважинная область одной из откачных скважин. В качестве акустических излучателей использовались протяжённые скважинные антенны с возможностью фокусировки, выполненные в виде зонных линз [18]. Воздействие велось из зоны фильтра откачной скважины, который находился в области продуктивного коллектора разрабатываемого пласта. Скважина, на которой проводились эксперименты, была запущена в эксплуатацию в январе 1989 года. Промывка, прокачка и обработка пневмоимпульсами на скважине не проводились. Один раз, в декабре 1989 года, проводилась солянокислотная обработка зоны фильтра. Диаметр ствола скважины около 250 мм, скважина обсажена полиэтиленовой трубой с внешним и внутренним диаметрами 210 и 174 мм соответственно и оборудована щелевым фильтром с гравийной обсыпкой, который находится между отметками 148,8 и 158 м; уровень воды находился примерно на глубине 130 м; способ эксплуатации насосный с дебитом $1 \div 3$ м³/час. На рис. 5 показана вся доступная история этой откачной скважины, т. е. временная динамика относительной концентрации C и pH откачиваемого рас-

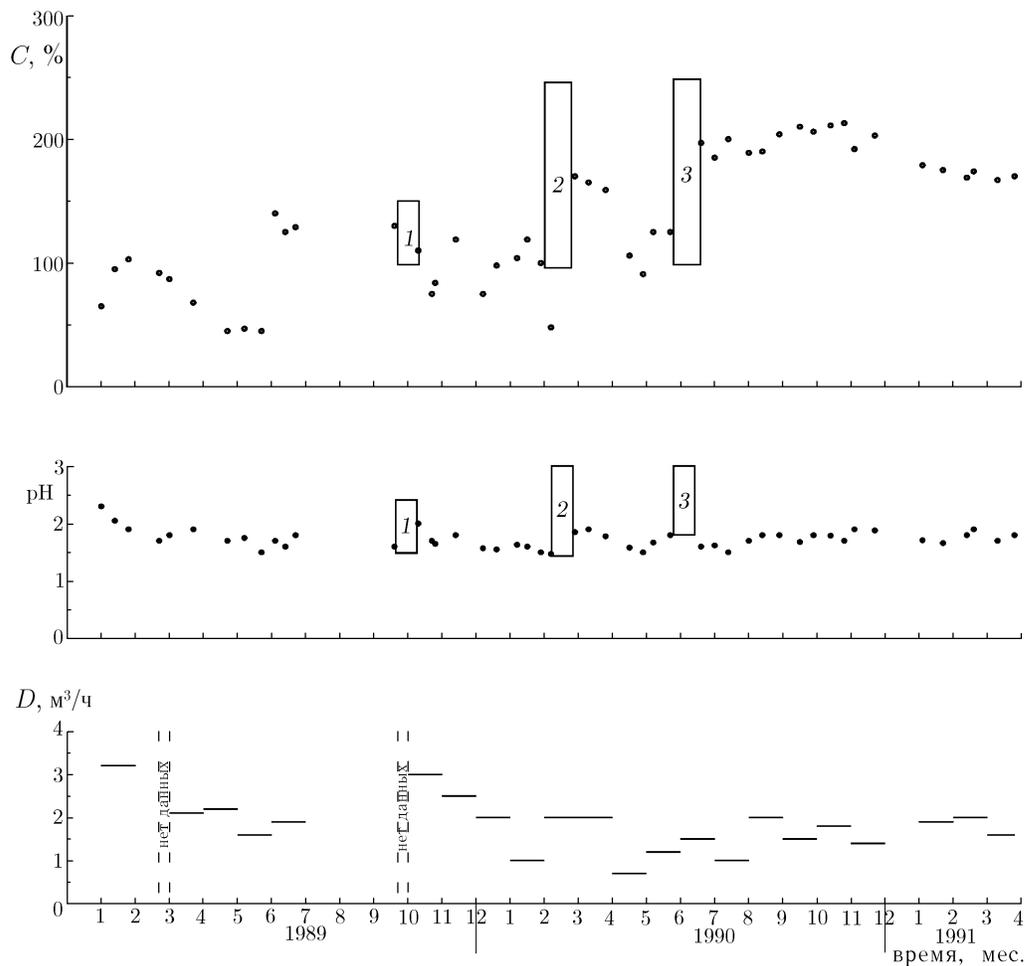


Рис. 5

твора, а также дебита D . Области 1, 2, 3 соответствуют времени акустического воздействия и будут рассмотрены ниже. Измерение акустических параметров области продуктивного пласта в районе испытательной скважины дало следующие результаты: скорость продольных волн $c_l \approx 1900 \pm 100$ м/с, скорость поперечных волн $c_t \approx 980 \pm 120$ м/с, декремент затухания продольных волн $d \approx (1,5 \div 3) \cdot 10^{-3}$. В скважине, в зоне фильтра, собственная резонансная частота антенны $f_p \approx 13,8$ кГц; фокусное расстояние для продольных волн на этой частоте $F \approx 5,5$ м. Кроме того, антенна эффективно излучает на резонансной частоте f_p^c водяного слоя, который расположен между поверхностью антенны и стенкой скважины. В нашем случае $f_p^c \approx 8,2$ кГц, при этом фокусное расстояние $F \approx 3,2$ м.

Подробное описание электроакустических характеристик используемой антенны и режимов её работы в описываемом эксперименте можно найти в [63].

С 29 по 30 октября 1989 г. (область 1 на рис. 5) проводились испытания антенных модулей и их комбинаций.

На рис. 6 представлена область 2 рис. 5. В этот период времени проводились работы по воздействию сфокусированным полем на ПВ. Работы проводились без откачки. Технология работ была следующая: антенна вводилась в зону коллектора так, чтобы фокус (центр антенны) находился на отметке 150 м; приблизительно после каждых 20 минут работы антенна опускалась на 1 метр до уровня 157 м

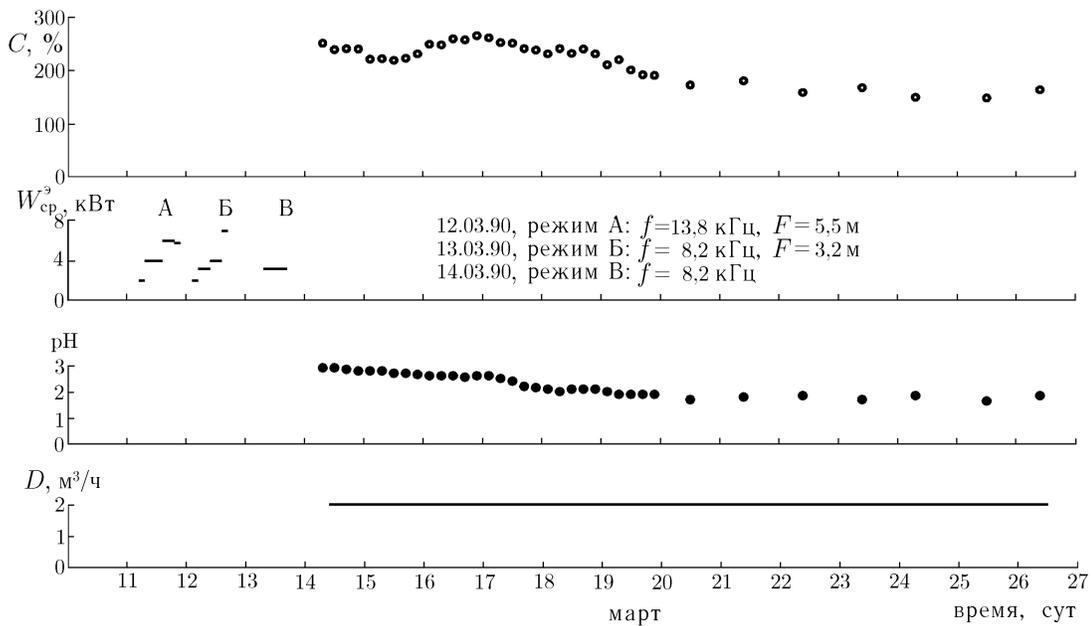


Рис. 6

по центру, потом так же медленно поднималась. 12 марта 1990 г. воздействие проводилось на частоте 13,8 кГц в течение 16 часов. Акустическое поле излучалось в виде последовательности радиоимпульсов с длительностью $\tau_{\text{и}} \sim 6$ мс. Импульсная электрическая мощность $W_{\text{и}}^{\text{э}}$ поддерживалась постоянной на уровне приблизительно 12 кВт, средняя электрическая мощность $W_{\text{ср}}^{\text{э}}$ управлялась скважностью. По оценкам, учитывающим затухание, плотность потока акустической энергии в фокусе $\Pi_F^{\text{и}} (F = 5,5 \text{ м}) \sim 0,1 \text{ Вт/см}^2$. 13 марта 1990 г. воздействие проводилось по той же схеме, но на частоте 8,2 кГц, при этом $F \approx 3,2$ м и $\Pi_F^{\text{и}} (F = 3,2 \text{ м}) \sim 0,25 \text{ Вт/см}^2$. 14 марта 1990 г. воздействие проводилось не фокусирующей антенной, а комбинацией модулей длиной около 3 м, при этом был реализован случай цилиндрической расходимости акустического поля. Воздействие проводилось на частоте 8,2 кГц в непрерывном режиме в течение 8 часов с $\Pi_0^{\text{неп}} \sim 0,5 \text{ Вт/см}^2$; центр используемой антенны совпадал с центром фильтра.

На рис. 7 представлена область 3 рис. 5. В этот период времени акустическое воздействие проводилось без нарушения эксплуатационного цикла скважины, т. е. одновременно с откачкой продуктивного раствора. Фокусирующая антенна перемещалась вдоль фильтра с помощью электрической лебёдки со скоростью 1 м/мин. Центр антенны выставлялся на глубине 150 м, далее в течение 7 минут антенна непрерывно опускалась, затем 7 минут непрерывно поднималась. Акустическое воздействие проводилось в непрерывном режиме 22 июня (время воздействия $T = 9$ часов) и 25 июня ($T = 10$ часов) 1990 г. на частоте $f = 8,2$ кГц при $\Pi_0^{\text{неп}} \sim 0,7 \text{ Вт/см}^2$, чему соответствует $\Pi_F^{\text{неп}} (F = 3,2 \text{ м}) \sim 0,15 \text{ Вт/см}^2$; к сожалению, увеличить $\Pi_F^{\text{неп}}$ не удалось из-за быстрого возникновения кавитации. 23 июня ($T = 10$ часов) и 24 июня ($T = 14$ часов) 1990 г. воздействие проводилось на частоте $f = 13,8$ кГц при $\Pi_0^{\text{неп}} \sim 0,7 \text{ Вт/см}^2$, чему соответствует $\Pi_F^{\text{неп}} (F = 5,5 \text{ м}) \sim 0,06 \text{ Вт/см}^2$.

Анализируя рис. 5–7, можно сделать следующие основные выводы. Под воздействием акустического поля резко возрастает концентрация полезного компонента в откачиваемом растворе, причём можно выделить возрастание концентрации, связанное, по всей видимости, с непосредственным увеличением скорости гетерогенной реакции под действием акустического поля из-за роста градиента концентрации на границе раздела фаз (см., например, [43]). Об этом свидетельствуют локальные максимумы концентрации на рис. 7, которые следуют непосредственно за включением поля. На рис. 6 и 7

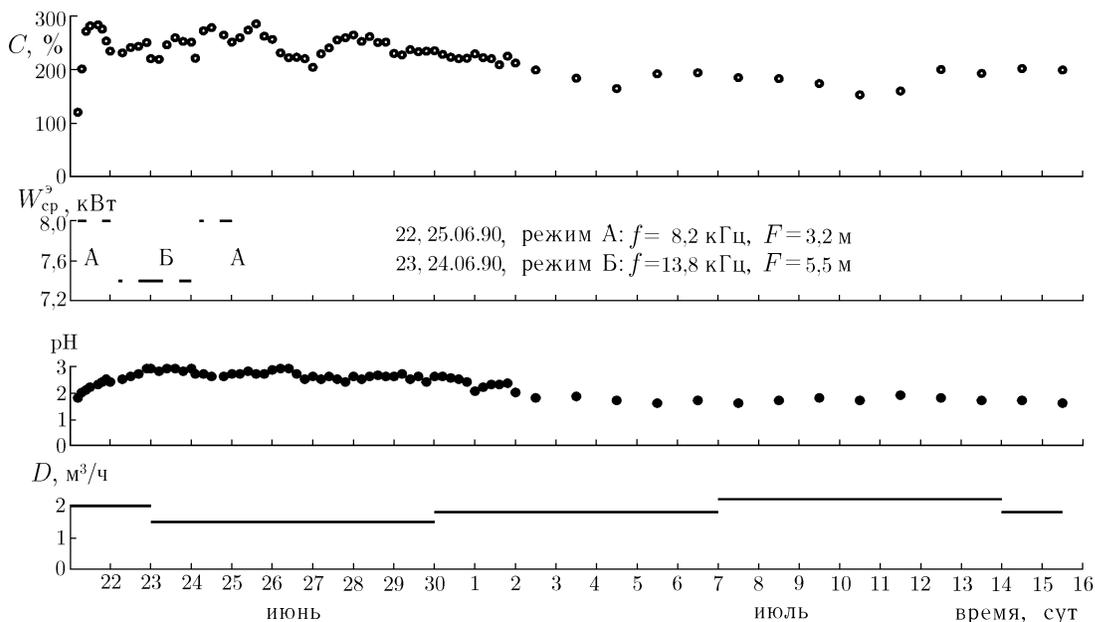


Рис. 7

есть ещё максимумы концентрации, которые фиксируются в откачной скважине через несколько суток после прекращения воздействия. По всей видимости, это результат действия акустического поля в фокальных областях используемой скважинной антенны. На временное положение максимума, появившегося 17.03.90 (рис. 6), сильное влияние оказала собственная гидрогеология пласта, т. к. откачка была включена лишь 15.03.90. А максимум, зафиксированный 28.06.90 (рис. 7), появился при штатной эксплуатации скважины и по его временному положению, в принципе, можно определить такую характеристику, как скорость фильтрации $K_{\text{ф}}$ для данного режима откачки. В эксперименте, результаты которого представлены на рис. 7, отклики с расстояний 5,5 и 3,2 м, по всей видимости, наложились. Если это так, то $K_{\text{ф}} \sim 1,3 \text{ м/сут}$, что соответствует общим представлениям о процессе [64]. Конечно, необходимо учитывать диффузионные процессы, такие как выравнивание концентрации в движущемся в проницаемой среде потоке и т. д. Тем не менее существует уверенность, что, используя сфокусированные поля, можно создать не только инструмент воздействия на ПВ, но и своеобразный инструмент исследования этого геотехнологического процесса.

Менее понятен сильный остаточный эффект возрастания концентрации, который мы смогли проследить до апреля 1991 года (далее данные отсутствуют). Здесь нужно отметить, что к моменту пуска исследуемой скважины залежь уже эксплуатировалась в стационарном режиме, причём продуктивный пласт сильно неоднороден по проницаемости и концентрации. Активным реагентом в процессе выщелачивания является слабый раствор серной кислоты. Взаимодействие активного реагента с вмещающими породами должно неизбежно приводить к образованию газа, например водорода, который, накапливаясь в капиллярах и микротрещинах, приводит к тому, что поверхность реакции становится трёхфазной. При дальнейшем накоплении газа может произойти так называемая газовая кольматация, и часть полезного компонента, находящегося на стенках капилляров и микротрещин, оказывается отделённой от жидкой фазы газом. По всей видимости, под действием упругого поля резко ускорилась диффузия газа из капиллярно-пористых неоднородностей, находящихся внутри пласта в радиусе действия упругого поля, что привело к снятию «газового барьера» и, как следствие, к необратимому увеличению площади межфазной границы полезный компонент—активный реагент.

Продолжая разговор о процессах подземного выщелачивания, хотелось бы ещё выделить подземное растворение солей. Связано это с тем, что в Нижегородской области имеются значительные запасы каменной соли — месторождение Белбаж (Ковернинский район). Соль находится на глубине $450 \div 470$ м, средняя мощность пласта 11,6 м, площадь месторождения $28,6 \text{ км}^2$, надсолевая толща представляет собой массивные ангидриты. Балансовые запасы месторождения 2,5 млрд. т, промышленные категории 712 млн. т. Месторождение предполагалось разрабатывать подземным выщелачиванием (растворением) [65, 66] по технологии ВНИИ галургии (г. Санкт-Петербург). Проект рассолопромысла был готов уже в середине 80-х годов, однако до сих пор не осуществляется по разным причинам.

В проекте ВНИИ галургии используется технология гидровруба [66]. Один из основных этапов в этой технологии — образование первичной камеры растворения, после чего начинается реальная откачка обогатённого раствора. После бурения сетки скважин в них под давлением закачивается вода, которая растворяет соль до того момента, пока площадь стенок образующейся камеры не будет такой, чтобы создавался баланс между поступающей водой, растворением новой соли и откачкой раствора промышленной концентрации. Растворение преимущественно идёт в плоскости, перпендикулярной оси скважины, т. к. свод камеры фиксируется нерастворителем (например дизтопливом). В проекте для месторождения Белбаж существуют три варианта камер: 60, 80 и 100 м в диаметре. Время, необходимое для образования таких камер, составляет 210, 300 и 388 суток соответственно.

Существует значительное количество работ (в основном экспериментальных), подтверждающих существенное влияние акустических колебаний на процесс растворения каменной соли [67–73]. Разные авторы получают ускорение процесса от 1,5 до 5 раз в зависимости от мощности акустического поля; зависимости от частоты звука обнаружено не было [73]. Основываясь на экспериментальных данных, авторы [73] утверждают, что пороговое значение акустического давления для ускорения процесса растворения каменной соли водой $P_k \sim 2,5 \cdot 10^4$ Па. В [73] дана эмпирическая формула для дополнительного диффузионного потока с поверхности реакции соль—вода под действием акустического поля: $j_{\text{дифф}} [\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})] = 1,46 \cdot 10^{-8} P [\text{Па}]$, где P — амплитуда давления. Естественный диффузионный поток при этом $j_{\text{ест}} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Таким образом, полный диффузионный поток с границы вода—соль $j [\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})] = 1,46 \cdot 10^{-8} P [\text{Па}] + 1,1 \cdot 10^{-3}$. Основываясь на опыте создания скважинных фокусирующих антенн, можно утверждать, что подобные антенны можно создавать с управляемым фокусным расстоянием [18], и в достаточно широком диапазоне радиусов развивающихся первичных камер растворения фиксировать фокус на стенке камеры. По оценкам фокусирующие антенны могут создавать в солевом растворе на расстоянии $20 \div 30$ м от скважины давление порядка 10^5 Па, а на расстояниях $10 \div 15$ м до $5 \cdot 10^5$ Па. Таким образом, внедрив в технологию гидровруба скважинный излучатель по [59, 60], можно существенно (до 5 раз) сократить стадию подготовки рассолопромысла к промышленной эксплуатации.

В заключение хотелось бы ещё раз отметить прикладную многофункциональность обсуждаемой в данной статье возможности фокусировки расходящихся цилиндрических волн. Действительно, использование подобных волновых фронтов видится весьма перспективным в таких разнородных задачах скважинной акустики, как исследование горных пород, находящихся в реальном залегании, и воздействие упругими полями на процессы скважинной добычи полезных ископаемых. Более того, как показывает опыт, при использовании сфокусированных полей для воздействия на геотехнологические процессы особенности геометрии акустического поля позволяют создать различные методы экспресс-диагностики самих геотехнологических процессов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00–02–16156).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Касьянов Д. А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39, № 6. С. 1 078.
2. Касьянов Д. А. // Акуст. журн. 1994. Т. 40, № 1. С. 78.
3. De Fazio T., Aki K., Alba I. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78, No. 8. P. 1 319.
4. Проблемы нелинейной сейсмологии / Под ред. А. В. Николаева. М.: Наука, 1987.
5. Алёшин А. С. и др. // ДАН СССР. 1981. Т. 260, № 3. С. 574.
6. Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 237 с.
7. Johnson P., Rasolofosaon P. // Nonlinear Processes in Geophysics. 1996. № 3. P. 77.
8. Zaitsev V. Yu. // Acoustic Lett. 1996. V. 19, № 9. P. 171.
9. Конюхов Б. А., Шалашов Г. М. // Изв. АН СССР. Механика твёрдого тела. 1976. № 5. С. 178.
10. Александров А. А. и др. // Исследование и разработка невзрывных источников сейсмических колебаний. М.: Геологический фонд РСФСР, 1988. С. 47.
11. White J. E. Seismic waves: radiation, transmission and attenuation. New York: McGraw-Hill, 1965.
12. Карус Е. В., Кузнецов О. Л., Файзуллин И. С. Межскважинное прозвучивание. М.: Недра, 1986. 149 с.
13. Петкевич Г. И., Вербицкий Т. З. Акустические исследования горных пород в нефтяных скважинах. Киев: Наукова думка, 1970. 127 с.
14. Лукк А. А., Нерсесов И. А. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 3. С. 10.
15. Вербицкий Т. З., Бойко Б. Д., Чигинь А. И. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. № 11. С. 90.
16. А. с. № 1032420. Способ акустического каротажа и устройство для его осуществления / Курдина Т. С., Курдин Г. В., Цлав Л. З. Оpubл. 1983. Бюл. № 28.
17. Касьянов Д. А., Шалашов Г. М. // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
18. Касьянов Д. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 9. С. 782.
19. Руденко О. В., Солуян Р. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
20. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. М., 1979. 400 с.
21. Кузнецов О. Л., Ефимова С. А. Применение ультразвука в нефтяной промышленности. М., 1983.
22. Гади́ев С. М. Вибро, виброударная обработка пласта. М., 1977.
23. Физико-химические основы повышения нефтеотдачи пластов: Сб. трудов ВНГНИИ им. А. П. Крылова. Вып. 99. М.: ВНИИ, 1987.
24. Сургучёв М. Л., Кузнецов О. Л., Симкин Э. М. Гидродинамическое, акустическое и тепловое циклические воздействия на нефтяные пласты. М.: Недра, 1975.
25. Вахитов Г. Г., Симкин Э. М. Использование физических полей для извлечения нефти из пластов. М., 1985.
26. Леви Б. И. и др. Технология повышения нефтеотдачи пластов. М.: Недра, 1984.
27. Гаврилов Г. Н. и др. Разрядно-импульсная технология обработки минеральных сред. Киев, 1979.
28. Поклонов С. Г. и др. // Нефтяное хозяйство. 1992. № 3. С. 20.
29. Юсупов Р. И. и др. // Нефтяное хозяйство. 1987. № 2. С. 63.
30. Кузнецов О. А., Ефимова С. А., Жуйков Ю. Ф. и др. // Нефтяное хозяйство. 1987. № 5. С. 34.
31. Баренблатт Т. И., Ежов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Наука, 1984. 211 с.
32. Басниев К. С., Кочина И. Н., Максимов В. М. Подземная гидромеханика. М.: Недра, 1993. 416 с.
33. Ивакин Б. Н., Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Акустический метод исследования скважин. М.: Недра, 1978.
34. Корженевский А. Г. и др. // Нефтяное хозяйство. 1989. № 10. С. 72.

35. Незнайко С. Ф. // Нефти и газы Мангышлака: Труды института химии нефти и природных солей АН Каз. ССР. 1973. Т. 6. С. 16.
36. Соколов А. В., Симкин Э. М. // Вопросы нелинейной геофизики. М.: ВНИИЯГГ, 1981. С. 104.
37. Черский Н. В., Кузнецов О. Л. и др. // ДАН СССР. 1977. Т. 232, № 1. С. 201.
38. Михайлов В. М., Кузнецов О. Л. // Труды ВНИИЯГГ. 1975. Вып. 24. С. 78.
39. Семин В. И., Образцов В. И. // Ультразвуковая техника. 1966. № 2. С. 42.
40. Аммосов С. М., Николаев А. В. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 301, № 1. С. 62.
41. Ультразвуковая технология / Под ред. Б. А. Аграната. М.: Металлургия, 1974.
42. Ганжа В. Л., Журавский Г. И., Симкин Э. М. Теплообмен в многофазных системах. Минск, 1990.
43. Архангельский М. Е., Статников Ю. Г. // Физические основы ультразвуковой технологии / Под ред. Л. Д. Розенберга. М.: Наука, 1970. С. 515.
44. Маргулис М. А. Основы звукохимии. М.: Высшая школа, 1984. 272 с.
45. Кузнецов О. Л., Симкин Э. М., Филатова Е. Е. // ИФЖ. 1973. Т. 24, № 4. С. 639.
46. Ефимова С. А., Кузнецов О. Л., Сургучёв М. Л., Симкин Э. М. // Нефтяное хозяйство. 1975. № 4. С. 52.
47. Дыбленко В. П. и др. // Нефтяное хозяйство. 1990. № 2. С. 53.
48. Ефимова С. А., Кузнецов О. Л., Симкин Э. М., Сургучёв М. Л. // Нефтяное хозяйство. 1975. № 10. С. 43.
49. Аренс В. Ж. // Проблемы геотехнологии: Труды ГИГХС. 1982. Вып. 59. С. 5.
50. Лисовский Г. Д., Лобанов Д. П., Назарьин В. П. и др. Кучное и подземное выщелачивание металлов. М.: Недра, 1982.
51. Аренс В. Ж. Геотехнологические методы добычи полезных ископаемых. М.: Недра, 1975.
52. Хчечян Г. Х., Нафтулин И. С. Геотехнологические процессы добычи полезных ископаемых. М.: Недра, 1983.
53. Интенсификация процессов извлечения металлов из руд в ультразвуковом поле: Сб. науч. трудов МИСиС. № 53. М., 1969.
54. Новые физические методы интенсификации: Сб. науч. трудов МИСиС. № 92. М., 1977.
55. Физические и физико-химические методы интенсификации технологических процессов: Сб. науч. трудов МИСиС. № 124. М., 1980.
56. Ультразвуковые методы воздействия на технологические процессы: Сб. науч. трудов МИСиС. № 133. М., 1981.
57. Повышение эффективности технологических процессов в поле акустических колебаний: Сб. науч. трудов МИСиС. № 132. М., 1981.
58. Новицкий Б. Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах. М., 1983. 211 с.
59. Патент СССР № 1817033. Устройство для возбуждения акустических волн в межскважинной среде / Касьянов Д. А., Шалашов Г. М.
60. Патент СССР № 1819468. Устройство для возбуждения акустических волн в межскважинной среде / Касьянов Д. А., Шалашов Г. М.
61. Кузнецов О. Л., Симкин Э. М. Преобразование и взаимодействие геофизических полей в литосфере. М., 1990. 269 с.
62. Основы физики и техники ультразвука. М., 1987. 352 с.
63. Касьянов Д. А., Шалашов Г. М. // Труды XI сессии РАО. Т. 2. М.: ГЕОС, 2001. С. 121.
64. Толстов Е. А. Физико-химические геотехнологии освоения месторождений урана и золота в кызылкумском регионе. М.: Изд-во МГГУ, 1999. 314 с.

65. Кулле П. А. Разработка месторождений соли подземным выщелачиванием. М.: Госхимиздат, 1949. 408 с.
66. Аренс В. Ж. Скважинная добыча полезных ископаемых (геотехнология). М.: Недра, 1986. 279 с.
67. Здановский А. Б. Кинетика растворения природных солей в условиях вынужденной конвекции. Л.: Гостехиздат, 1956.
68. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
69. Воронов А. Г. // Ультразвуковые методы интенсификации технологических процессов: Сб. науч. трудов МИСиС. № 60. М., 1970. С. 186.
70. А. с. № 281326 / Римский-Корсаков А. В. и др. Оpubл. 1970. Бюл. № 29.
71. Воронов А. Г., Фёдоров Т. Б. // Вторая Всесоюзная научно-техн. конф. по ультразвуковым методам интенсификации технологических процессов: Тез. докл. М.: МИСиС, 1972. С. 11.
72. Русихина Л. П., Андреева А. Г. // Горный журнал. 1974. № 8. С. 28.
73. Воронов А. Г., Фёдоров Т. Б. // Применение новых физических методов для интенсификации металлургических процессов: Сб. науч. трудов МИСиС. № 77. М., 1974. С. 73.

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

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

FOCUSING OF A CYLINDRICAL DIVERGENT WAVES AND THE OUTLOOK OF BOREHOLE ACOUSTICS

D. A. Kas'yanov and G. M. Shalashov

In this paper, the outlook of borehole acoustics related to using focused fields is discussed. We analyze the possibility of developing efficient borehole methods for studying the nonlinear characteristics of natural deposited geologic environments. The possibility of using focused fields generated by borehole extended antennas to improve various geotechnological processes is also analyzed. The results of the pilot experiment on acoustic-field stimulation of underground leaching of less-common metals is presented.