

## Радиальный дрейф стимулированных мелкомасштабных ионосферных неоднородностей перпендикулярно геомагнитному полю

А. В. Колосков, В. С. Белей, Т. Б. Лейзер\*, Ю. М. Ямпольский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4  
E-mail: koloskov@rian.kharkov.ua*

*\*Swedish Institute of Space Physics, Uppsala Division, S-755 91 Uppsala, Sweden*

*Статья поступила в редакцию 31 октября 2000*

В работе исследуется эффект расщепления спектров пробных радиосигналов декаметрового диапазона, рассеянных на плазменных неоднородностях, возбуждаемых в ионосфере мощным КВ передатчиком (нагревным стендом). В качестве источника волны накачки использовался нагревный стенд “Сура” (НИРФИ, Россия). Зондирование ионосферной турбулентности осуществлялось с помощью многопозиционного когерентного КВ радара Радиоастрономического института НАН Украины. Отвергнут ряд возможных физических механизмов, ранее пояснявших эффект расщепления. Показано, что эффект расщепления вызван радиальным дрейфом неоднородностей от центра к периферии возмущенной области ионосферы перпендикулярно геомагнитному полю.

У роботі досліджується ефект розщеплення спектрів пробних радіосигналів декаметрового діапазону, розсіяних на плазмових неоднорідностях, що збуджуються в іоносфері потужним КХ передавачем (нагрівним стендом). Як джерело хвилі накачки використовувався нагрівний стенд “Сура” (НДРФІ, Росія). Зондування іоносферної турбулентності здійснювалось за допомогою багатопозиційного когерентного КХ радара Радіоастрономічного інституту НАН України. Відхилено ряд можливих фізичних механізмів, що ними раніше пояснювали ефект розщеплення. Показано, що ефект розщеплення викликано радіальним дрейфом неоднорідностей з центру до периферії збудженої області іоносфери перпендикулярно геомагнітному полю.

### 1. Введение

Эксперименты по модификации ионосферы КВ излучением проводились с начала 70-х годов [1, 2, 3]. Для нагрева околоземной плазмы использовались наземные установки, излучающие мощные КВ сигналы. При отражении мощной радиоволны обыкновенной поляризации в ионосфере генерируется широкий спектр неоднородностей электронной плотности с размерами от сантиметров до

десятков километров, флуктуации плазмы носят турбулентный характер и называются искусственной ионосферной турбулентностью (ИИТ). Неоднородности возникают за счет нелинейного взаимодействия ионосферной плазмы с волной накачки в слое толщиной несколько километров, ограниченном снизу высотой верхнего гибридного резонанса и сверху – высотой отражения [4]. В данной работе мы будем рассматривать динамику мелкомасштаб-

ных ионосферных неоднородностей. Эти неоднородности относятся к классу магнитоориентированных неоднородностей (МОН). В то время как характерный размер МОН в перпендикулярном геомагнитному полю направлении меньше или соизмерим с длиной волны накачки (доли метров – десятки метров), продольные размеры могут достигать нескольких километров [5, 6]. Поскольку МОН образуют в ионосфере своеобразную “решетку”, ориентированную вдоль магнитного поля, они могут быть обнаружены путем радарных наблюдений, в которых луч радара ортогонален линиям геомагнитного поля в области рассеяния. Такую ситуацию называют ракурсным рассеянием. Резонансный характер рассеяния в этом случае обуславливает значительное увеличение интенсивности обратного рассеяния от неоднородностей с характерным поперечным размером, близким к половине длины волны зондирующего излучения. Этот эффект впервые наблюдался в семидесятые годы на нагревной установке, расположенной вблизи Платтевилля (Колорадо) [5, 7]. Радарные установки, использовавшиеся в этих экспериментах, работали в частотном диапазоне 15÷435 МГц, что соответствовало резонансным поперечным размерам МОН 0.3÷10 м. Подобные радарные измерения в КВ и УКВ диапазонах проводились впоследствии и для других нагревных установок, расположенных в Аресибо (Пуэрто Рико) [8] и Тромсё (Норвегия) [9].

С вводом в строй в Советском Союзе нагревного стенда (НС) “Сура” [10] и КВ радиотелескопа УТР-2 [11] стало возможным использовать этот “тандем” экспериментальных установок для радарных исследований МОН. В квазимонохроматическом режиме регистрация с помощью УТР-2 сигналов, рассеянных возбуждаемыми “Сурой” неоднородностями, осуществляется уже около 20 лет. За это время наблюдалось большое число новых эффектов, связанных с ИИТ. В частности, был впервые зарегистрирован эффект расщепления доплеровских спектров [12, 13], который проявлялся в наличии двух максимумов в спектрах пробных сигналов. Для объяснения эффекта, приводящего к расщепле-

нию спектров, было высказано несколько гипотез (см. работы [12, 13, 14]). Рассматривались следующие альтернативные механизмы: радикальный дрейф неоднородностей от центра к периферии возмущенной области (ВО) [12], циркуляционные движения рассеивателей вокруг центра ВО [13] и, наконец, расщепление фазовой скорости возмущений в модели тепловой параметрической неустойчивости (ТПН) (двухмодовый режим генерации) [13,14]. Однако для идентификации реального механизма необходимо было провести исследование расщепления в пространственно разнесенных участках ВО. Это не удавалось сделать для квазимонохроматических наблюдений, но стало возможным с созданием специального когерентного импульсного КВ радара [15]. Цель данной работы состоит в исследовании пространственно-временных особенностей движений МОН и выборе основного механизма, ответственного за эффект расщепления спектров рассеяния.

## 2. Измерительные установки и методика проведения наблюдений

Модификация ионосферы осуществлялась с помощью нагревного стенда НИРФИ “Сура” (56.13° с. ш.; 46.10° в. д.; магнитное наклонение 71°). Передающий блок установки состоит из трех независимых передатчиков, работающих в диапазоне от 4.3 до 9 МГц. Каждый передатчик нагружен на свою фазированную антенную решетку (ФАР) с эффективной площадью  $3 \times 10^4 \text{ м}^2$ , которая позволяет излучать либо “О”, либо “Х” моду. При совместной когерентной работе на одной частоте максимальная эффективно излучаемая мощность “Суры” достигает  $P_{\text{max}} \sim 300 \text{ МВт}$ . Возбуждаемые нагревом МОН генерировались на высотах F-области ионосферы (200÷300 км).

Зондирование ионосферной турбулентности осуществлялось с помощью многопозиционного когерентного КВ радара Радиоастрономического института НАН Украины [15]. В качестве приемной антенны радара использовалась ФАР радиотелескопа декаметрового диапазона волн УТР-2, расположенная на расстоянии около 950 км к юго-западу от НС (49.65° с. ш.; 36.93° в. д.). ФАР имеет Т-об-

разную конфигурацию и состоит из двух электрически управляемых с точностью до  $0.1^\circ$  антенных решеток Север-Юг и Запад-Восток (длиной 2 и 1 км соответственно). Система фазирования позволяла формировать многолучевую диаграмму направленности (ДН) из 5-ти “ножевых” лучей решетки Север-Юг (СЮ1 – СЮ5) и ортогонального им луча антенны Запад-Восток (ЗВ). Антенная система обеспечивала угловое разрешение  $\sim 0.7 \div 2^\circ$  в рабочем диапазоне частот 10÷30 МГц. Многоканальная когерентная приемная система радара позволяла осуществлять одновременную регистрацию пробных импульсных и квазимонохроматических сигналов для всех лучей радиотелескопа. Долговременная относительная нестабильность частоты приемной системы  $\sim 10^{-9}$ . В качестве зондирующих использовались высокостабильные (относительная нестабильность не хуже  $10^{-9}$ ) КВ передатчики: исследовательский импульсный передатчик Харьковского национального университета [15], станция Службы времени и частоты РВМ [16], а также широкоэмиттерные радиостанции КВ диапазона. Передатчик Харьковского национального университета расположен примерно на 40 км западнее приемной позиции ( $49.62^\circ$  с. ш.;  $36.32^\circ$  в. д.). В качестве излучающей антенны использовалась 8-элементная вертикальная ФАР с усилением  $\sim 15 \div 20$  Дб, ориентированная на возмущенную область ионосферы. В рабочем диапазоне частот 10÷25 МГц передатчик обеспечивал излучение эффективной мощности  $\sim 60 \div 70$  кВт (длительность импульса 100 мкс, частота повторений 25 Гц). В экспериментах, обсуждаемых в данной работе, передатчик работал на одной из фиксированных частот: 16.02 МГц или 20.13 МГц. Станция РВМ находится примерно в 450 км к западу от нагревного стенда ( $38.30^\circ$  с. ш.;  $55.80^\circ$  в. д.). Вещательные КВ радиостанции были расположены вблизи Москвы, Киева и Ростова и работали в диапазоне 10÷26 МГц. При выполнении наблюдений рабочие частоты выбирались выше максимально применимых частот на всех участках радиолинии: передатчик – ВО, передатчик – УТР-2 и ВО – УТР-2.

Взаимное расположение источников пробного излучения относительно приемной

установки и нагревного стенда (см. рис. 1) было выбрано таким, чтобы обеспечить условия ракурсного рассеяния на МОН, возбуждаемых “Сурой”. С учетом рефракции в ионосфере условие ортогональности луча радара и направления магнитного поля в разных экспериментах выполнялось для высот 200÷300 км над НС. При благоприятных ионосферных условиях уровень рассеянного на МОН сигнала пробных передатчиков на 25÷40 дБ превышал уровень шумов. Этот факт наряду с высоким пространственным разрешением и стабильностью приемной и передающей аппаратуры позволял осуществлять анализ тонкой структуры доплеровских спектров пробных сигналов, рассеянных различными участками возмущенной области ионосферы. Как известно, доплеровское смещение частоты (ДСЧ)  $f_d$  прямо пропорционально скалярному произведению вектора скорости движения неоднородностей  $\vec{V}_d$  и вектора рассеяния  $\vec{q}$ :

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \vec{V}_d \vec{q}. \quad (1)$$

Очевидно, зная геометрию рассеяния, ДСЧ можно использовать для нахождения скорости движения МОН. В наших наблюдениях точность оценки скорости движения неоднородностей определялась формой спектра рассеянного сигнала и составляла величину 0.5÷1 м/с. Разрешение по дальности определялось длительностью импульса и было порядка 15 км. Пространственная селекция по поперечным координатам задавалась угловой шириной ДН УТР-2 и дальностью до НС и менялась в зависимости от рабочей частоты в пределах от 10 до 20 км. Характерный горизонтальный размер модифицированной области ионосферы существенно превосходил эти масштабы и определялся шириной ДН “Суры” (~100 км) на высоте F-области [4]. Селекция рассеянного сигнала по всем трем координатам позволяла восстанавливать трехмерное динамическое изображение ВО.



Рис. 1. Геометрия эксперимента

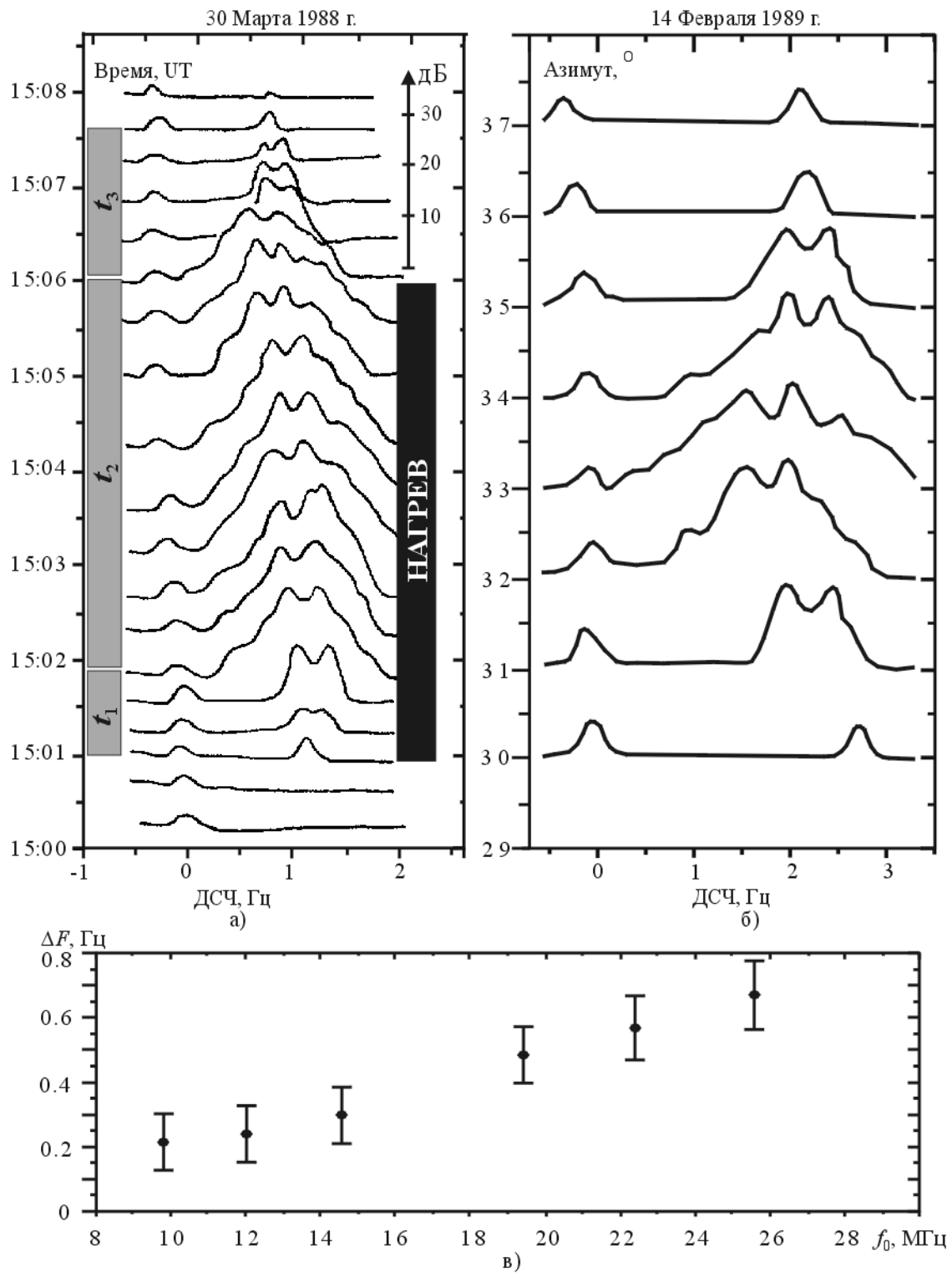
### 3. Результаты наблюдений

При анализе результатов наблюдений ограничимся рассмотрением эффекта расщепления доплеровских спектров рассеянных сигналов. Пример такого эффекта приведен на рис. 2, а (рисунок взят из работы [13]). На рисунке показаны усредненные по 10-секундным интервалам спектры пробного сигнала, изображенные в режиме “водопада”. Спектры содержат две компоненты: сигнал на прямой трассе станция РВМ – УТР-2 (частота ~ 0 Гц), и сигнал, рассеянный на МОН (частота ~ 1 Гц). Хорошо видно расщепление спектров рассеянного на МОН сигнала, которое на стационарном участке нагрева достигает величины ~ 0.5 Гц.

Данные наблюдений показали, что эффект расщепления состоял из трех фаз: развития, стационарной фазы и релаксации. Фаза развития начиналась с момента включения нагре-

ва и длилась несколько десятков секунд (интервал  $t_1$  на рис. 2, а). Во время этой фазы величина расщепления  $\Delta F$  увеличивалась до  $\Delta F_{\max}$ . Далее следовала стационарная фаза (интервал  $t_2$ ), продолжавшаяся до конца нагрева, в течение которой величина расщепления практически не менялась. После выключения НС величина расщепления за несколько десятков секунд уменьшалась до нуля (интервал  $t_3$ ) – стадия релаксации.

На рис. 2, б изображены спектры рассеянного сигнала во время азимутального сканирования ВО диаграммой направленности антенны 3В УТР-2 (рисунок взят из работы [13]). Дискретное сканирование выполнялось в течение 2 минут на стационарном участке нагрева с шагом по азимуту  $1^\circ$  через каждые 15 с. Из рисунка видно, что максимальная величина расщепления наблюдалась для центра рассеивающего объема (азимут  $33 \div 34^\circ$ ). По мере поворота ДН от цент-



**Рис. 2.** а) Расщепление спектров рассеянного сигнала (частота зондирования  $f_0 = 15$  МГц). Луч СЮ4.  
 б) Азимутальная зависимость спектров рассеяния (частота зондирования  $f_0 = 23$  МГц). Луч ЗВ.  
 в) Зависимость величины расщепления спектров рассеянного сигнала  $\Delta F$  от частоты пробного сигнала  $f_0$

ра к периферии ВО величина расщепления уменьшалась и на границах области спектры рассеянного сигнала становились “одно-модовыми”.

Наличие большого объема данных многолетних наблюдений позволило провести исследование около 800 сеансов зондирования МОН в квазимонохроматическом режиме. По результатам статистического анализа не было обнаружено особых ионосферных условий либо режимов нагрева, которые бы приводили к более частому возникновению расщепления или влияли бы на его величину  $\Delta F$ . Отличительной особенностью поведения расщепления спектра рассеянного сигнала являлась линейная зависимость  $\Delta F$  от частоты пробного излучения (см. рис. 2, в). Соответствующие измерения были проведены с участием авторов данной работы и ранее опубликованы в [13].

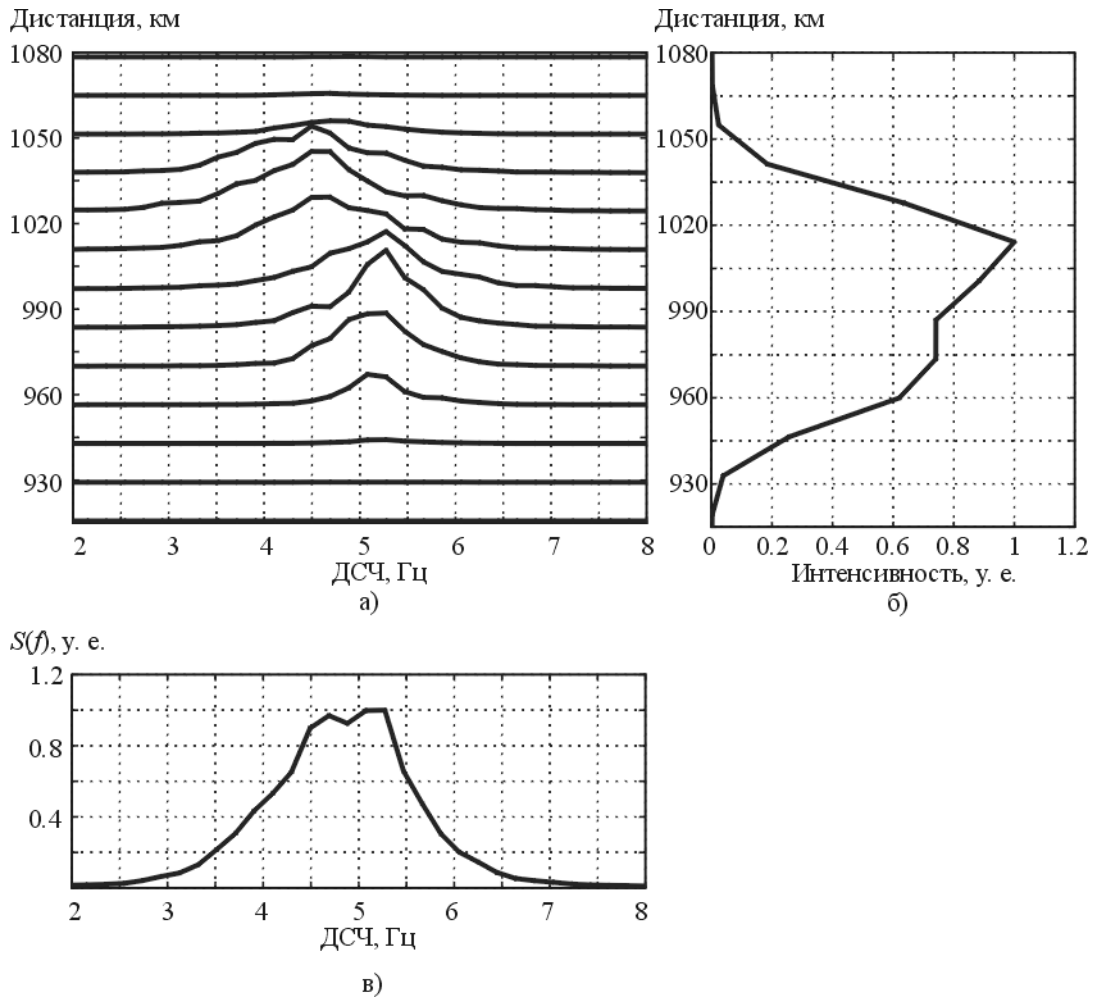
Для осуществления селекции по дальности нами была выполнена обработка данных, полученных в ходе измерительной кампании, проведенной в марте 1995 г. [15]. Выбор экспериментального материала был обусловлен наличием относительно большого объема данных (несколько часов регистраций) и разнообразием режимов нагрева в этом цикле наблюдений. Имелась возможность анализа импульсных сигналов для сеансов нагрева, отличавшихся длительностью (от нескольких секунд до десяти и более минут), мощностью волны накачки ( $0.17P_{\max} \div P_{\max}$ ) и частотой модифицирующего излучения (4.3 ÷ 5.4 МГц). Из имеющегося массива отбирались данные тех сеансов нагрева, для которых значение соотношения сигнал/шум было достаточным для надежной регистрации эффекта расщепления. Всего для анализа были отобраны 30 сеансов нагрева. В 57 % случаев (17 циклов нагрева) был зарегистрирован эффект расщепления доплеровских спектров, в 43 % случаев (13 циклов нагрева) расщепление не наблюдалось. Величина расщепления лежала в диапазоне 0.5 ÷ 0.8 Гц.

Типичные результаты обработки данных одного из нагревных циклов приведены на рис. 3. Рассмотрен сеанс 27 марта 1995 г.

(13:52:49-13:54:11 UT). Модификация ионосферы осуществлялась “О” модой на частоте 5.27 МГц. Мощность нагрева  $\sim 0.2P_{\max}$ . Частота пробного излучения радара 16.02 МГц. На рис. 3, а изображены усредненные за время стационарного нагрева спектры рассеянного сигнала, построенные в режиме “водопада” в зависимости от дальности. Рис. 3, б содержит распределение интенсивности рассеяния по дистанции. На рис. 3, в показан нормированный спектр, усредненный по диапазону дистанций 915 ÷ 1080 км. Из рисунка видно, что усредненный по дистанциям спектр содержит два максимума на доплеровских частотах порядка 4.7 Гц и 5.2 Гц. В то же время из дистанционной зависимости (рис. 3, а) следует, что расщепление спектров имеет место только для центра ВО (дистанции 995 ÷ 1010 км). Для дистанций, меньших 995 км и больших 1010 км, спектры рассеянных сигналов одномодовые с ДСЧ максимумов  $\sim 5.2$  Гц и  $\sim 4.7$  Гц соответственно.

Во всех случаях, когда фиксировался эффект расщепления, зависимость ДСЧ от дистанции оказывалась идентичной изображенной на рис. 3, а. “Двухмодовые” спектры регистрировались от участка ВО, расположенного непосредственно над нагревным стендом, где интенсивность рассеяния была максимальной. Спектры от ближнего и дальнего по отношению к наблюдателю “края” области были “одно-модовыми” с большим и меньшим значением ДСЧ соответственно (см. рис. 3).

Использование импульсной методики зондирования позволяло исследовать дистанционные зависимости спектров на различных фазах нагрева. Для продолжительных нагревов, длительность которых превышала характерное время установления расщепления, вид дистанционной зависимости спектров для стадий установления, стационарного участка и релаксации расщепления был идентичным. Отличия заключались только в величине  $\Delta F$ , которая была максимальной на стационарном участке. Для стадии релаксации коротких нагревов, длительность которых была меньше или соизмеримой с характерным временем установления расщепления, наблюдалась



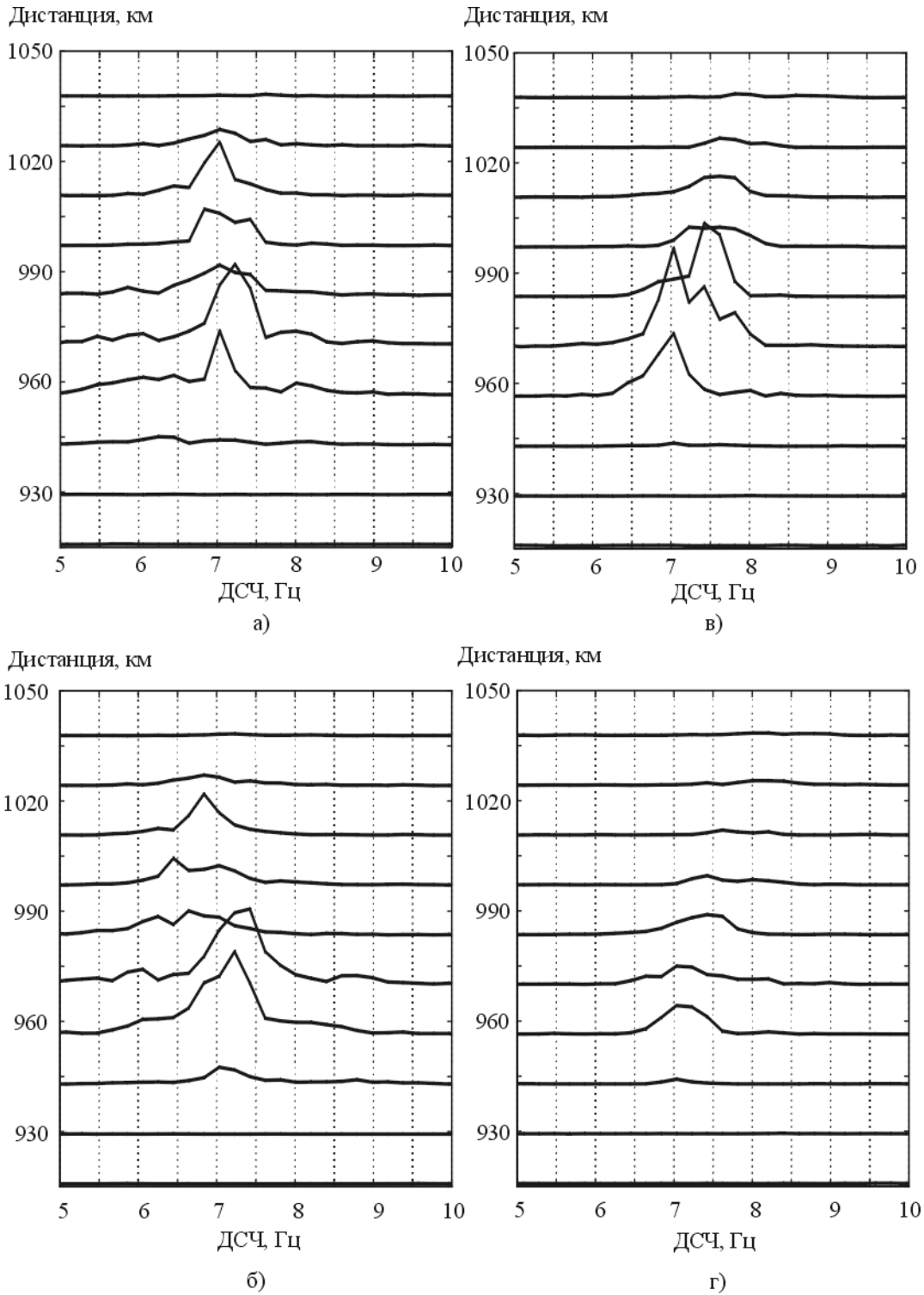
**Рис. 3.** Результаты обработки нагревного цикла (сеанс 27 марта 1995 г. 13:52:49-13:54:11 UT):

- а) зависимость спектров рассеянного сигнала от дистанции;
- б) интенсивность рассеянного сигнала как функция дистанции;
- в) усредненный по всей ВО спектр рассеянного сигнала

иная картина. На рис. 4 показаны дистанционные зависимости спектров рассеянных сигналов на различных стадиях короткого нагрева. Видно, что на начальном этапе нагрева (рис. 4, а) величина расщепления меньше, чем на конечном (рис. 4, б). На стадии релаксации (рис. 4, в, г) наблюдалось изменение характера расщепления (от ближнего края области регистрировались меньшие ДСЧ, чем от дальнего, см. рис. 4, в), а затем уменьшение его величины (рис. 4, г). Как уже отмечалось, длительность стадий установления и релаксации составляла несколько де-

сятков секунд. Заметим, что более точные количественные оценки характерных времен установления и релаксации расщепления затруднены тем, что для регистрации расщепления необходимо было осуществлять усреднение спектров на нестационарных участках нагрева.

Анализ данных импульсного зондирования аналогично результатам, полученным для квазимонохроматических измерений, не позволил выявить специфических ионосферных условий или параметров нагрева, которые бы приводили к возникновению расщепления.



**Рис. 4.** Дистанционные зависимости спектров рассеянного сигнала на разных стадиях нагрева (длительность 15 с) и релаксации (сеанс 23 марта 1995 г. 16:24:18 UT): а) развитие (0-10 с); б) стационарный нагрев (5-15 с); в) релаксация (15-25 с); г) релаксация (25-35 с). Частота зондирования 20.13 МГц. Луч СЮ5



#### 4. Обсуждение

Полученная в эксперименте зависимость спектров рассеянного сигнала от дистанции (рис. 3) свидетельствует о том, что расщепление наблюдается для относительно небольшого участка вблизи центра ВО, а на “краях” области присутствует только один из максимумов. Поскольку двухмодовый механизм генерации ТПН требует расщепления фазовой скорости возмущений во всей ВО (см. [14]), то его можно исключить из возможных причин возникновения расщепления. Рассмотрим теперь случаи циркуляционного движения и радиального дрейфа рассеивателей. Заметим, что в эксперименте наблюдается проекция скорости движения неоднородностей на вектор рассеяния  $\vec{q}$  ( $\vec{q} = \vec{k}_s - \vec{k}_l$  где  $\vec{k}_s$  – волновой вектор рассеянной волны,  $\vec{k}_l$  – волновой вектор падающей волны). В то же время при ракурсном рассеянии величина угла между вектором  $\vec{q}$  и нормалью к вектору напряженности геомагнитного поля  $\vec{B}$  обратно пропорциональна коэффициенту анизотропии рассеивателей.

Поскольку (см. данные радарных измерений [5] и ракетных пусков [6]) величина коэффициента анизотропии для исследуемого размера стимулируемых нагревом неоднород-

ностей весьма велика и может достигать  $10^4$  (см. [6]), вектор  $\vec{q}$  можно считать строго ортогональным  $\vec{B}$ . Следовательно, наблюдаемое ДСЧ будет определяться только компонентами скорости рассеивателей, ортогональными геомагнитному полю. Это позволяет для качественного описания наблюдений использовать двумерную модель, где движения рассеивателей происходят в плоскости, ортогональной  $\vec{B}$ .

Введем следующую модель рассеяния: ВО задана в виде круга радиуса  $R_0$ , центр которого находится в начале координат (см. рис. 5). Приемный и передающий пункты совпадают и расположены на оси ОХ на расстоянии  $D$  от центра ВО. ВО содержит  $N$  случайно расположенных, равномерно распределенных в пространстве идентичных рассеивателей с характерным поперечным размером  $l_{\perp}$  порядка половины длины волны пробного излучения ( $l_{\perp} \sim \lambda/2$ ). Положение каждого рассеивателя относительно точки приема описывается радиус-вектором  $\vec{r}_i$  и углом  $\theta_i$ , а скорость определяется вектором  $\vec{V}_i$ . ДН передатчика ориентирована на центр ВО. Угол между максимумом главного лепестка ДН приемника и направлением на центр ВО из приемного пункта равен  $\theta_0$ . Поляризационными эффектами для простоты будем пренебрегать. Тогда, следуя

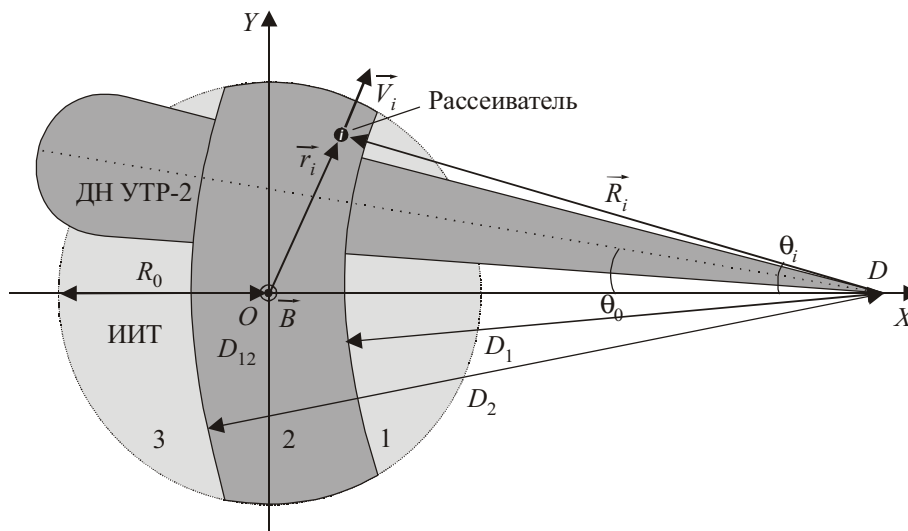


Рис. 5. Модель рассеяния

[17], в приближении однократного рассеяния сигнал в точке приема может быть записан как суперпозиция полей от элементарных рассеивателей:

$$s(t) = \sum_{i=1}^N A \frac{U_{tr}(\theta_i) U_{rec}(\theta_i, \theta_0) \sigma_i^{1/2}}{|\vec{R}_i|^2} \exp\{j[\Omega_i t - \Psi_{0i}]\}, \quad (2)$$

$$\Omega_i = \omega_0 + (\vec{q}_i \cdot \vec{V}_i), \quad (3)$$

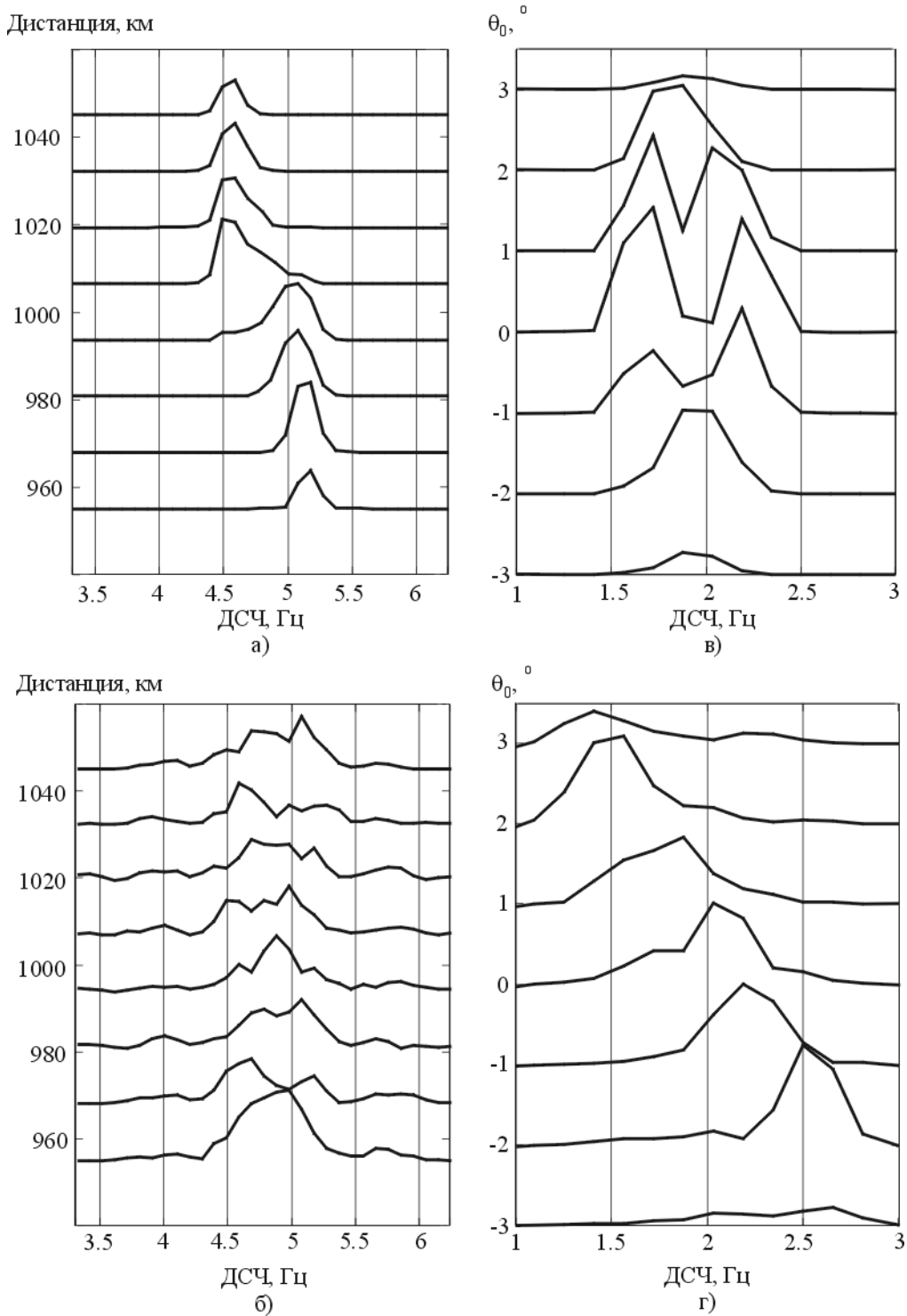
где  $A$  – амплитуда зондирующего сигнала;  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$  – круговая частота сигнала ( $c$  – скорость света);  $\vec{q}_i$  – вектор рассеяния,  $\sigma_i$  – поперечник рассеяния,  $\vec{V}_i$  – скорость  $i$ -го рассеивателя;  $U_{tr}(\theta_i)$  и  $U_{rec}(\theta_i, \theta_0)$  – ДН передатчика и приемника соответственно;  $\Psi_{0i} = 4\pi|\vec{R}_i|/\lambda$ . Для передатчика и приемника имеем:

$$U_{tr}(\theta_i) = \frac{\sin[\pi d_{tr}/\lambda \sin(\theta_i)]}{\pi d_{tr}/\lambda \sin(\theta_i)}, \quad (4)$$

$$U_{rec}(\theta_i, \theta_0) = \frac{\sin[\pi d_{rec}/\lambda \sin(\theta_i - \theta_0)]}{\pi d_{rec}/\lambda \sin(\theta_i - \theta_0)}, \quad (5)$$

здесь  $d_{tr}$  и  $d_{rec}$  – апертуры передающей и приемной ФАР соответственно. Заметим, что поскольку ракурсные условия в одинаковой мере выполняются для любой точки внутри ВО, поперечники рассеяния  $\sigma_i$  можно считать одинаковыми для всех рассеивателей. Для расчета сигнала, рассеянного участком области, ограниченным дистанциями  $D_1$  и  $D_2$ , суммирование в (2) следует осуществлять только по рассеивателям, расположенным в области  $D_{12}$ .

Выражения (2-5) были использованы в задаче численного моделирования рассеяния пробных волн на МОН, возбуждаемых НС “Сура”. Моделирование осуществлялось с целью определить тип движений МОН, при котором расчетные дистанционные и азимутальные зависимости спектров рассеянных сигналов были бы адекватны полученным экспериментально (рис. 3, а, рис. 2, б). Анализировались два типа движений рассеивателей: радиальный дрейф и циркуляционное движение. В обоих случаях предполагалось, что вектор скорости  $i$ -го рассеивателя  $\vec{V}_i$  представляет собой сумму постоянной компоненты  $\vec{V}_0$  и различной для каждого рассеивателя составляющей  $\vec{V}_i^m$ . Для радиального дрейфа вектор  $\vec{V}_i^m$  был направлен от центра ВО, а его величина считалась постоянной  $|\vec{V}_i^m| = V_r$ . При циркуляционном движении вектор  $\vec{V}_i^m$  был ориентирован перпендикулярно к радиус-вектору  $\vec{r}_i$  и определялся выражением  $\vec{V}_i^m = \vec{\omega} \times \vec{r}_i$ . На рис. 6 приведены дистанционные (рис. 6, а, б) и азимутальные (рис. 6, в, г) зависимости спектров, рассчитанные для модельных сигналов. Видно, что в случае радиального дрейфа (рис. 6, а, в) зависимости для модельных сигналов качественно соответствуют наблюдаемым в эксперименте (рис. 3, а, рис. 2, б). В то же время для циклического движения модельные спектры (рис. 6, б, г) существенно отличаются от экспериментальных. Для радиального дрейфа объяснить наблюдаемые в эксперименте эффекты можно из простых геометрических соображений. Разобьем ВО на три части, соответствующие “соседним” импульсным объемам при импульсном режиме зондирования: ближний к наблюдателю “край” области (участок 1 на рис. 5), “центр” (участок 2) и дальний “край” (участок 3). В этом случае имеется возможность анализа спектров рассеянного сигнала отдельно для каждого из участков. Понятно, что на “краях” области имеет место движение рассеивателей преимущественно в одном направлении: на наблюдателя (участок 1) или от наблюдателя (участок 3). Поэтому спектры от этих участков будут иметь один максимум с большим и меньшим ДСЧ соответственно.



**Рис. 6.** Модельные спектры рассеянных сигналов:

а) дистанционная зависимость для радиального дрейфа ( $V_r = 4$  м/с,  $f = 16.02$  МГц);

б) дистанционная зависимость для циклического движения ( $\omega = 0.0005$  рад/с,  $f = 16.02$  МГц);

в) азимутальная зависимость для радиального дрейфа относительно направления на центр ВО ( $V_r = 2$  м/с,  $f = 23.0$  МГц);

г) азимутальная зависимость для циклического движения относительно направления на центр ВО ( $\omega = 0.0001$  рад/с,  $f = 23.0$  МГц)

Поскольку условный “центр” области, от которого в рассматриваемом модельном представлении происходит радиальное “растекание” рассеивателей, содержится внутри участка 2, в последнем присутствует движение как к наблюдателю, так и от него. Вследствие того, что сигнал суммируется по всему импульсному объему, спектр рассеянного сигнала от участка 2 будет “двухмодовым”. При квази-монокроматических измерениях в результате суммирования сигналов от всей области (участки 1-3), наблюдается “двухмодовый” спектр. Аналогично можно объяснить и результаты азимутального сканирования. Когда ДН радара ориентирована на центр области, векторы радиальной скорости практически параллельны вектору рассеяния и величина расщепления максимальна. Любые повороты ДН от центра области ведут к увеличению углов между векторами скорости и вектором рассеивания и, следовательно, к уменьшению расщепления. На “краю” области вектор скорости ортогонален вектору рассеяния и расщепление отсутствует. Таким образом, адекватной феноменологической моделью движений стимулированных нагревом рассеивателей, способной объяснить описанные в работе эффекты, является радиальный дрейф плазменных неоднородностей от центра к периферии возмущенного объема. Принимая во внимание (1), величину скорости радиального дрейфа рассеивателей  $V_r$ , можно оценить как

$$V_r = \pi \frac{\Delta F}{|\vec{q}|}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta F$  – величина расщепления,  $|\vec{q}|$  – модуль вектора рассеяния. Согласно данным наблюдений (см. рис. 2, в) в диапазоне частот 10÷26 МГц (что соответствует поперечным размерам МОН  $l_{\perp} \sim 5 \div 13$  м)  $\Delta F$  линейно возрастает с увеличением частоты зондирования  $f_0$ . Модуль вектора рассеяния также прямо пропорционален  $f_0$ . Таким образом, для наблюдаемого диапазона поперечных размеров МОН скорость радиального дрейфа можно

считать постоянной. Оценки, проведенные по данным наблюдений в квази-монокроматическом и импульсном режимах зондирования, дают значение  $V_r = 2 \div 4$  м/с.

Напомним, что поиск особых режимов нагрева либо ионосферных условий, которые бы вызывали расщепление спектров рассеянных сигналов, выполненный по большому массиву наблюдательных данных (около 800 сеансов нагрева) квази-монокроматического и импульсного зондирования, не дал положительных результатов. В то же время расщепление спектров регистрировалось более чем в 50 % отобранных для статистического анализа сеансов нагрева. Поскольку для значительного количества сеансов в силу различных причин (малое соотношение сигнал/шум, широкие спектры рассеянного сигнала, кратковременные нагревы и т. п.) не удавалось надежно регистрировать расщепление и они не анализировались, этот процент в действительности может быть выше. Таким образом, радиальный дрейф неоднородностей от центра к периферии нагретой области ионосферы перпендикулярно магнитному полю существует в большинстве сеансов нагрева и, по-видимому, не требует специальных условий возникновения.

Одним из наиболее интересных результатов является наличие перпендикулярной геомагнитному полю  $\vec{B}$  компоненты скорости движения рассеивателей. Известно, что на высотах F-области ионосферы, где частоты соударений невелики по сравнению с гирочастотами, транспорт плазмы в модифицированной КВ нагретой области ионосферы происходит преимущественно параллельно геомагнитному полю [18]. Для регистрации движений, перпендикулярных полю  $\vec{B}$ , необходима теоретическая модель радиального дрейфа, создание которой выходит за рамки данной работы.

## 5. Выводы

Исследован эффект расщепления доплеровских спектров пробных радиосигналов дециметрового диапазона, рассеянных МОН, которые возбуждаются КВ нагревом на высотах

F-области ионосферы. Показано, что:

1. Эффект расщепления вызван радиальным дрейфом неоднородностей от центра к периферии ВО ионосферы перпендикулярно геомагнитному полю.

2. В диапазоне поперечных размеров МОН от 5 до 13 м скорость радиальных движений не зависит от размера неоднородностей и составляет величину  $2\div 4$  м/с.

3. Расщепление достигает стационарного значения через несколько десятков секунд после включения нагрева и остается неизменным до его выключения. После выключения нагрева величина расщепления уменьшается. Для нагревов длительностью  $10\div 15$  с на этапе релаксации МОН происходит изменение направления радиального дрейфа (сжатие области). В то же время для нагревов длительностью от единиц до десятков минут изменение направления движения неоднородностей на фазе релаксации не выявлено.

4. Расщепление наблюдается более чем в половине сеансов ионосферной модификации. Не выявлено специфических ионосферных условий или режимов работы нагревной установки, которые бы являлись "спусковым механизмом" для эффекта расщепления.

Авторы работы выражают благодарность Шведскому Институту (Swedish Institute), субсидировавшему одного из авторов (А. В. Колоскова) грантом на время выполнения части работы. Мы также признательны коллегам из НИРФИ, обеспечивавшим работу нагревного стенда "Сура", доктору Полу Бернхарду (Исследовательская Лаборатория ВМС США), финансировавшему нагревную кампанию 1995 г., докторам Дэвиду Хайселлу (Клемсон Университет) и Брету Айшему (Обсерватория Аресибо), принимавшим участие в измерениях, а также В. Г. Безродному (РИ НАН) за полезные замечания при обсуждении работы.

Работа частично поддержана в рамках проекта УНТЦ №827.

## Литература

1. W. F. Ultaut, E. J. Violette and A. K. Paul. *J. Geophys. Res.* 1970, **75**, pp. 6429-6435.
2. W. E. Gordon, R. Showen and H. C. Carlson. *J. Geophys. Res.* 1971, **76**, pp. 7801-7813.
3. И. С. Шлюгер. Письма в ЖЭТФ. 1974, **19**, с. 247.
4. Л. М. Ерухимов, С. А. Метелев, Е. Н. Мясников, Н. А. Митяков, В. Л. Фролов. *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1987, **30**, №2, с. 208-225.
5. J. Minkoff, P. Kugelmann and I. Weisman. *Radio Sci.* 1974, **9**, No. 11, pp. 941-955.
6. M. C. Kelley, T. L. Arce, J. Salowey, M. Sulzer, W. T. Armstrong, M. Carter and L. Duncan. *J. Geophys. Res.* 1995, **100**, No. A9, pp. 17367-17376.
7. H. F. Fialer. *Radio Sci.* 1974, **9**, pp. 923-940.
8. A. J. Coster, F. T. Djuth, R. J. Jost and W. E. Gordon. *J. Geophys. Res.* 1985, **90**, No. A3, pp. 2807-2818.
9. A. Hedberg, A. Derblom, B. Thide, H. Kopka, and P. Stubbe. *Radio Sci.* 1983, **18**, pp. 840-850.
10. И. Ф. Белов, В. В. Бычков, Г. Г. Гетманцев, Н. А. Митяков, Г. Р. Пашкова. Экспериментальный комплекс "Сура" для исследования искусственных возмущений ионосферы. Препринт НИРФИ. Горький, 1983, №167, 27 с.
11. С. Я. Брауде, С. Я. Мень, Л. Г. Содин. *Антенны.* Москва, Связь, 1978, с. 3-15.
12. Yu. M. Yampolski. *Annales Geophysicae. Suppl. to vol 9. (EGS XVI General Assembly, Wiesbaden).* 1991, pp. 331-332.
13. В. В. Авдеев, В. С. Белей, А. Ф. Беленов, В. Г. Галушко, Л. М. Ерухимов, Е. Н. Мясников, П. В. Пономаренко, Е. Н. Сергеев, В. Г. Сеницин, Ю. М. Ямпольский, А. П. Ярыгин. *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1994, **37**, №4, с. 479-492.
14. А. Н. Караштин, М. Ш. Цимринг. *Ионосфера и взаимодействие декаметровых радиоволн с плазмой.* Москва, Измиран, 1989, с. 67.
15. Yu. M. Yampolski, V. S. Beley, S. B. Kascheev, A. V. Koloskov, V. G. Somov, D. L. Hysell, B. Isham and M. C. Kelley. *J. Geophys. Res.* 1997, **102**, pp. 7461-7467.
16. Эталонные сигналы частоты и времени. Бюллетень Государственной службы времени и частоты СССР: Сер. В. Москва, Издательство стандартов, 1988, 36 с.
17. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский. *Введение в статистическую радиофизику.* Москва, Наука, 1984, т. 2, 463 с.
18. T. R. Robinson. *Phys. Rep.* 1989, pp. 79.

**Radial Drift of Stimulated Small Scale  
Ionospheric Irregularities across the  
Geomagnetic Field**

**A. V. Koloskov, V. S. Beley, T. B. Leyser,  
Yu. M. Yampolski**

The effect of splitting the spectra of decametric radiowaves scattered by HF pump excited inhomogeneities is studied. "Sura" heating facility

(NIRFI, Russia) was used as the source of the pump wave. The sounding of ionosphere was performed by bistatic coherent HF radar of the Institute of Radio Astronomy (Kharkov, Ukraine). Several possible mechanisms previously used for explaining the splitting are rejected. It was shown that the splitting effect is caused by the radial motion of pump excited inhomogeneities across the geomagnetic field.