

Наблюдение ионосферных мерцаний дискретных космических источников с помощью панорамного ВЧ риометра

В. Г. Безродный, Б. Воткинс¹, В. Г. Галушко, К. Гровс²,
А. С. Кащеев, О. В. Чаркина, Ю. М. Ямпольский

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

¹*Университет Аляски, Фэйрбенкс, США*

²*Исследовательская лаборатория ВВС США, Бэдфорд, США*

Статья поступила в редакцию 27 апреля 2007 г.

Теоретически и экспериментально исследованы эффекты мерцания дискретных космических источников (ДКИ) на естественных и искусственных неоднородностях авроральной ионосферы. Экспериментальные наблюдения выполнены с использованием многолучевой фазированной антенной решетки панорамного ВЧ риометра Poker Flat, расположенного на Аляске. Для спокойных ионосферных условий и слабых мерцаний восстановлен пространственный спектр и оценены поперечные скорости движения френелевых неоднородностей. Для случаев сильной турбулизации ионосферы и насыщенных мерцаний теоретически показана возможность определения интервала временной когерентности излучения в точке наблюдения. Проанализированы примеры мерцаний ДКИ на искусственных ионосферных неоднородностях, стимулированных работой мощного нагревного стенда. Предсказан и обнаружен эффект ракурсного рассеяния излучения ДКИ на искусственных магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностях. Обсуждаются перспективы систематических исследований эффектов мерцаний и ракурсного рассеяния для специальных режимов работы нагревного стенда.

1. Введение

Известно, что регистрируемое на Земле излучение дискретных космических источников (ДКИ) в ВЧ и УВЧ диапазонах радиоволн подвержено ионосферным искажениям, приводящим к изменению видимых координат, угловых размеров и интенсивностей этих объектов [1, 2]. Вариации интенсивности излучения ДКИ принято называть эффектом мерцаний. В теории однократного рассеяния волновых полей на малых флуктуациях диэлектрической проницаемости среды без диссипативных потерь (см., например, [3, 4])

основной вклад в мерцания сигнала вносят неоднородности с поперечными к лучу зрения масштабами порядка характерного размера зоны Френеля, $\Lambda_{Fr} = \sqrt{\lambda r_0}$. Здесь λ – длина радиоволны, r_0 – расстояние до рассеивающей области. Эти неоднородности играют роль хаотических фокусирующих или дефокусирующих линз, движение которых поперек луча зрения приводит к стохастическим вариациям $\delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$ интенсивности излучения источника, где $\langle I(t) \rangle$ – средняя интенсивность, в общем случае зависящая от времени.

В ионосферной плазме к мерцаниям ДКИ приводят флуктуации электронной концентрации δN_e . Для спокойных ионосферных условий δN_e , как правило, пропорциональны регулярному высотному профилю электронной концентрации $N_e(z)$. Поэтому наиболее интенсивные флуктуации коэффициента преломления происходят на высотах F-области вблизи главного ионосферного максимума (200 ÷ 350 км) [1, 2, 4]. Следует также отметить, что протяженные космические источники с угловыми размерами θ , превышающими угловой размер зоны Френеля, $\theta_{Fr} = \Lambda_{Fr}/r_0 \sim \sqrt{\lambda/r_0}$, не испытывают мерцаний [2, 3, 5] в силу некогерентного характера сложения полей, приходящих в точку наблюдения от разных областей этих источников.

Метод ионосферных мерцаний широко используется для корректировки данных радиоастрономических наблюдений [2] и диагностики ионосферных неоднородностей [1, 4, 6]. В последнем случае, как правило, применяются сигналы бортовых спутниковых передатчиков. Разработанные в приближении однократного рассеяния алгоритмы решения обратной задачи (см., например, [2, 4]) позволяют восстанавливать в модельном представлении вид пространственного спектра $\Phi_N(\vec{k})$ неоднородностей электронной концентрации ионосферного слоя, их интенсивность $\langle \delta N_e^2 \rangle$, а также характерные скорости движения.

Наряду с очевидными достоинствами, связанными с детерминированным характером сигналов спутникового передатчика, такая методика имеет ряд недостатков, основным из которых является довольно быстрое перемещение источника по небесной сфере и, как следствие, небольшое время наблюдения в наземном пункте. Исключение составляют специальные УВЧ/СВЧ спутниковые передатчики, позволяющие проводить регулярную диагностику ионосферных неоднородностей в приэкваториальной зоне (проект SCINDA) [7]. В то же время в высоких широтах спутниковые наблюдения мерцаний носят эпизодический

характер. В настоящей работе исследована возможность проведения регулярных наблюдений ионосферных мерцаний ДКИ с использованием современных риометрических ВЧ комплексов [8], применяющихся в мировой практике с целью изучения пространственно-временной картины поглощения галактического фона в нижней ионосфере. Исследование эффектов мерцаний ДКИ выполнено на частоте 38.2 МГц с использованием данных высокоширотного панорамного ВЧ риометра [9], расположенного на обсерватории Poker Flat, Alaska (65.1° с. ш., 147.5° з. д.). По ретроспективным данным наблюдений на этом инструменте проиллюстрирована возможность надежной одновременной регистрации мерцаний трех наиболее мощных ДКИ северного неба (Кассиопеи А, Лебедя А и Девы А). Для спокойных ионосферных условий продемонстрирована методика восстановления пространственного спектра и скорости движения ионосферных неоднородностей. Проанализированы эффекты “насыщения” мерцаний в условиях сильных ионосферных возмущений. Найдена реакция спектров мерцаний на нагрев ионосферы стендом HIPAS, расположенным в непосредственной близости от обсерватории Poker Flat. Предсказан и обнаружен эффект ракурсного рассеяния излучения ДКИ на магнитоориентированных ионосферных неоднородностях (МОН), стимулированных работой мощного нагревного стенда HAARP.

2. Наблюдение ДКИ с использованием панорамного ВЧ риометра Poker Flat. Предварительные оценки

Как уже указывалось во Введении, в качестве источников диагностического излучения нами были выбраны три наиболее мощных в ВЧ диапазоне ДКИ северного неба – Кассиопея А (Cas A), Лебедь А (Cyg A) и Дева А (Vir A). Согласно известным литературным данным, угловые размеры θ этих ДКИ составляют единицы минут, что на частоте 38 МГц значительно

превышает угловой размер $\theta_{Fr}^{IP} \sim 1.5''$ зоны Френеля, характерной для рассеяния на межпланетной плазме ($r_0 \sim 1$ а. е.). В то же время они значительно уступают масштабу $\theta_{Fr}^I \sim 16 \div 22'$ зоны Френеля, соответствующей ионосферным высотам ($r_0 \sim 200 \div 350$ км). Это означает, что эффектами мерцаний излучения ДКИ на флуктуациях межпланетной плазмы можно заведомо пренебрегать и вариации интенсивности принимаемых сигналов связывать только с ионосферными неоднородностями.

В качестве приемной антенны использована прямоугольная фазированная антенная решетка (ФАР) панорамного ВЧ риометра Poker Flat, Alaska [9], состоящая из 256 (16×16) пар скрещенных горизонтальных симметричных вибраторов. Ортогональные стороны этой ФАР, размером 61.6×61.6 м, ориентированы вдоль и поперек направления геомагнитного меридиана соответственно. Сигналы с каждой пары симметричных вибраторов суммируются с 90-градусной фазовой задержкой, формируя элементарную антенну с правой круговой поляризацией. Принятые сигналы через 256 антенных усилителей (коэффициент усиления 10 дБ) и коаксиальные кабели равной длины подаются на систему фазирования, состоящую из 17 матриц Батлера. На первом этапе сигналы 16 антенн каждого ряда, ориентированного вдоль направления восток-запад, подаются на 16 входов соответствующей лучеобразующей матрицы, на 16 выходах которой формируется 16 веерных диаграмм направленности (ДН), вытянутых вдоль меридиана. Для получения 256 (16×16) “карандашных” ДН используется еще одна матрица Батлера, входы которой поочередно подключаются к 16 выходам первой ступени фазирования, соответствующим ряду веерных ДН вдоль меридионального направления, а выходы – к 16-канальному радиометру. Время формирования полной 256-лучевой ДН задается управляющим компьютером и может составлять 1, 2, 4 или 8 с. Каждый канал радиометра представляет собой супергетеродинный приемник с двумя

гетеродинами, частоты которых равны 27.5 и 11.155 МГц соответственно. Частота первого гетеродина может изменяться с помощью управляющего компьютера, обеспечивая рабочий диапазон частот риометра $38.2 \text{ МГц} \pm 600 \text{ кГц}$. Значение второй промежуточной частоты составляет 455 кГц. Частотная избирательность радиометра определяется полосовым фильтром, ширина которого также контролируется компьютером и может принимать значения 10, 30, 100 или 200 кГц. После детектирования (постоянная времени 10, 20, 40 или 80 мс) сигнал, пропорциональный амплитуде принятого излучения, подается на 12-разрядный АЦП (динамический диапазон 72 дБ) и записывается в память регистрирующего компьютера. Значения выходного сигнала радиометра лежат в пределах $0 \div 10$ В. Таким образом, риометр представляет собой, по существу, многолучевой радиотелескоп, позволяющий с высокими чувствительностью и угловым разрешением картографировать небесную полусферу над Poker Flat.

На рис.1 в системе горизонтальных астрономических координат $\{\alpha, \psi\}$ построена карта этой полусферы с центром в зените Z над приемной антенной. Здесь $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ – зенитный угол, $-180^\circ \leq \psi \leq 180^\circ$ – азимут, отсчитываемый от направления на географический север; значениям $\psi > 0$ соответствует отсчет против часовой стрелки.

На карту нанесены границы сечений по уровню половинной мощности ($q = 0.5$) ДН $G_{mn}(\alpha, \psi)$ каждого из 256 лучей ФАР риометра, рассчитанных, исходя из размера апертуры, частоты излучения и фазового сдвига между вибраторами, обеспечивающего согласно [9] угловой разнос между зенитными лучами $\sim 7^\circ$. Диаграмма ориентирована в локальной геомагнитной системе координат. Нумерация ее лучей задана следующим образом. Нижний индекс $m = 1, 2, \dots, 16$ соответствует номеру столбца, отсчитываемому слева направо от геомагнитного востока к западу; индекс $n = 1, 2, \dots, 16$ – номеру строки, отсчитываемому сверху вниз от геомагнитного севера к югу. Наравне с описанной матричной,

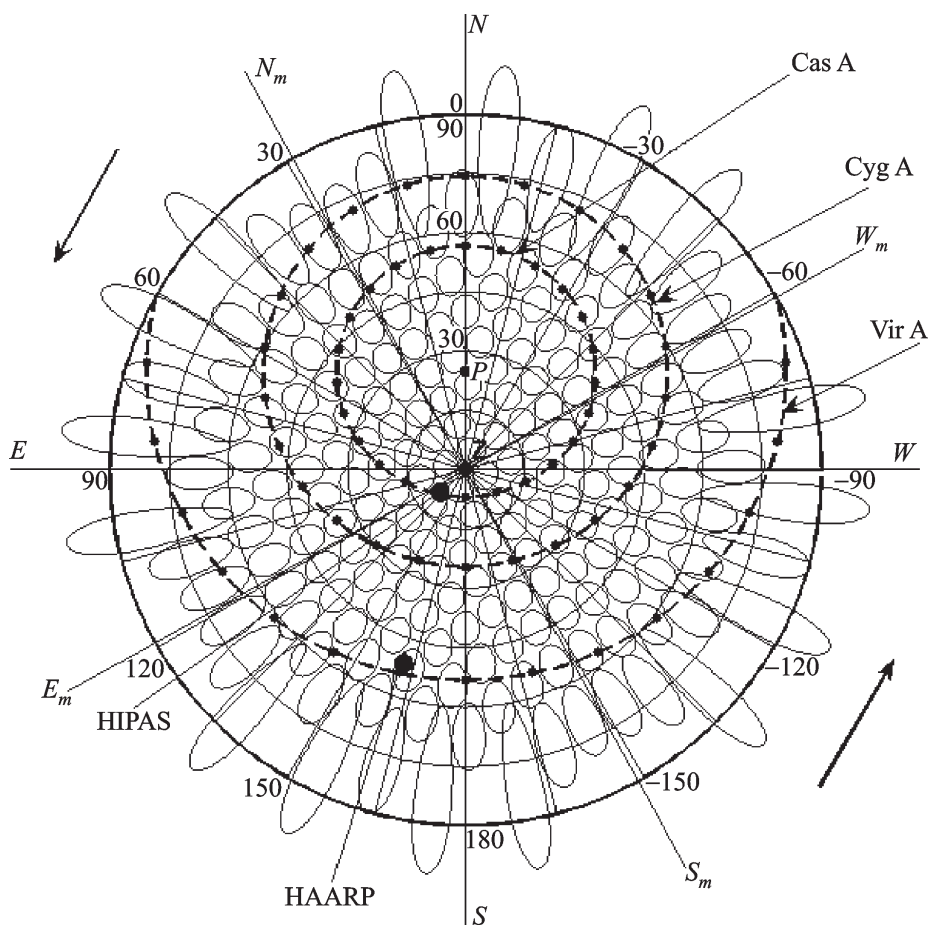


Рис. 1. ДН антенны панорамного ВЧ риометра (Poker Flat, Alaska)

в Poker Flat используется также и другая, сквозная, нумерация лучей, $1 \leq N \leq 256$. Последовательная нумерация в ней выполняется от луча ($m=1, n=1$) сверху вниз по строкам с последующим перемещением по столбцам слева направо, что соответствует алгоритму $N = 16(m-1) + n$. На карте показаны также полюс мира P , линия горизонта $\alpha = 90^\circ$, географический ($\psi = 0, \pm 180^\circ$) и магнитный ($\psi = D, D - 180^\circ$) небесные меридианы (здесь $D = 29^\circ$ в. д. – склонение геомагнитного поля в Poker Flat). Темными кружками отмечены координаты точек пересечения уровня 250 км над поверхностью Земли с максимумами ДН (при вертикальной ориентации) нагревных стендов HIPAS и HAARP, удаленных от риометра на расстояние 40 и 321 км соответ-

ственно. Линиями, близкими к концентрическим окружностям с центром в точке P , на карту нанесены траектории трех исследуемых ДКИ, рассчитанные по известным астрометрическим формулам (см., например, [10]). Точками вдоль каждой траектории отмечены часовые интервалы в движении соответствующего источника. Стрелками с двух сторон рисунка указано направление такого движения. Для конкретного дня и точки наблюдения времена верхних кульминаций (моменты прохождения источниками небесного географического меридиана – направления на юг) определялись на основании данных астрономического каталога [11, 12]. Такая карта позволяет определять текущее положение каждого из источников на небесной сфере.

3. Методика обработки результатов наблюдений и оценки параметров ионосферных неоднородностей

Временные ряды наблюдений вариаций интенсивности космического радиоизлучения подвергались специальной обработке, в результате которой вначале исключался вклад галактического фона $I_B(t)$, а затем определялся энергетический спектр $S(f)$ относительных флуктуаций

$$\frac{\delta I_i(t)}{\langle I_i(t) \rangle} = \frac{I_i(t) - \langle I_i(t) \rangle}{\langle I_i(t) \rangle} \quad (1)$$

интенсивности излучения каждого из ДКИ (спектр ионосферных мерцаний), а также индекс мерцаний

$$\beta_i^2 = \frac{\langle \delta I_i^2(t) \rangle}{\langle I_i(t) \rangle^2}. \quad (2)$$

Здесь i – номер источника, угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение. В нашем случае, в предположении об эргодичности флуктуаций, усреднение по ансамблю реализаций заменялось усреднением по времени. Результаты спектральной обработки использовались далее для решения обратной задачи – восстановления пространственного спектра ионосферных неоднородностей, а также характерных скоростей их движения на основе известной из литературы методики (см., например, [4]).

3.1. Алгоритм обработки первичных данных наблюдений

Обработка результатов измерений проводилась следующим образом. Полагалось, что интенсивность сигнала $I(t)$ на выходе риометра при наблюдении i -го источника может быть представлена в виде

$$I(t) = G_{mn}(\alpha_i(t), \psi_i(t)) \cdot I_i(t) + I_B(t), \quad (3)$$

где G_{mn} – ДН риометра; $\alpha_i(t)$, $\psi_i(t)$ – текущие координаты источника; $I_i(t)$ и $I_B(t)$ – текущие интенсивности источника и космического фона соответственно. Из соотношения (3) видно, что для расчета искомым характеристик излучения источника необходимо из исходной записи $I(t)$ исключить космический фон $I_B(t)$ и ДН риометра G_{mn} . С этой целью к каждой реализации $I(t)$ применялась процедура скользящего усреднения с помощью прямоугольного временного окна шириной τ . В результате для оценки средней интенсивности сигнала на выходе риометра имеем

$$\bar{I}(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-t/\tau}^{t/\tau} [G_{mn}(\alpha_i(t+t'), \psi_i(t+t')) \cdot I_i(t+t') + I_B(t+t')] dt'. \quad (4)$$

При выполнении условия

$$T_{sc} \ll \tau \ll T_{obs}, \quad (5)$$

где T_{sc} и T_{obs} – соответственно характерный период флуктуаций интенсивности излучения и временной интервал прохождения источника через лепесток (m, n) ДН антенны, множитель G_{mn} может быть вынесен за знак интеграла в точке $t' = 0$, а пределы интегрирования устремлены к бесконечности. Тогда, в предположении об эргодичности флуктуаций излучений источника и космического фона, выражение (4) может быть преобразовано к виду

$$\bar{I}(t) = G_{mn}(t) \langle I_i(t) \rangle + \langle I_B(t) \rangle, \quad (6)$$

где под $\langle I_i(t) \rangle$ и $\langle I_B(t) \rangle$ следует понимать истинные статистически средние значения интенсивностей сигнала и фонового излучения (для сокращения записи в множителе G_{mn} опущены угловые координаты источника α_i , ψ_i).

В соответствии с литературными представлениями характерные периоды мерцаний T_{sc} оцениваются временем пролета неоднородностей через зону Френеля поперек луча зрения с некоторой характерной скоростью V_{\perp} ($T_{sc} \sim \Lambda_{Fr}/V_{\perp} \sim \sqrt{\lambda r_0}/V_{\perp}$) [3, 4]. Для F-слоя ионосферы типичными можно считать значения $r_0 \sim 200 \div 350$ км, $V_{\perp} \leq 100$ м/с, следовательно, $\Lambda_{Fr} \sim 1.3 \div 1.7$ км, $T_{sc} \sim 13 \div 17$ с. Характерные временные интервалы прохождения источников через лепестки ДН риометра лежат в пределах $T_{obs} \sim 40 \div 70$ мин, в зависимости от номера луча, определяющего его угловой размер. Исходя из таких оценок для T_{sc} и T_{obs} , ширина сглаживающего временного окна τ , удовлетворяющая условиям (5), задавалась в пределах $5 \div 10$ мин.

Следующим этапом обработки экспериментальных данных являлось центрирование регистрации $I(t)$ относительно ее скользящего среднего $\bar{I}(t)$ и выделение флуктуационной составляющей интенсивности сигнала на выходе риометра. Согласно (3), (6) результат такого центрирования описывается соотношением

$$\delta I(t) \equiv I(t) - \bar{I}(t) = G_{mn}(t) \delta I_i(t) + \delta I_B(t), \quad (7)$$

где $\delta I_i(t) = I_i(t) - \langle I_i(t) \rangle$, $\delta I_B(t) = I_B(t) - \langle I_B(t) \rangle$ – флуктуации интенсивности источника и космического фона соответственно.

Используя формулы (6) и (7), можно записать

$$\begin{aligned} \frac{\delta I(t)}{\bar{I}(t) - \langle I_B(t) \rangle} &= \frac{G_{mn} \delta I_i(t) + \delta I_B(t)}{G_{mn} \langle I_i(t) \rangle} = \\ &= \frac{\delta I_i(t)}{\langle I_i(t) \rangle} + \frac{\delta I_B(t)}{G_{mn} \langle I_i(t) \rangle}. \end{aligned} \quad (8)$$

Как следует из предварительного анализа данных риометрических наблюдений, для всех рассматриваемых ДКИ в области значимых величин G_{mn} ($0.3 \leq G_{mn} \leq 1$) надежно выполняется следующее неравенство:

$$G_{mn} \sigma_i \gg \sigma_B, \quad (9)$$

где под σ_i , σ_B следует понимать характерный среднеквадратичный размах флуктуаций интенсивности излучения рассматриваемого источника и космического фона соответственно. Отметим, что в рассматриваемой задаче величина σ_i/σ_B играет роль отношения сигнал/шум. Даже в случае слабых мерцаний это отношение регистрировалось на уровне не ниже 10 дБ, что позволяло надежно идентифицировать эффект мерцаний для всех выбранных ДКИ. Поэтому в указанной области значений G_{mn} второе слагаемое в правой части (8) может быть отброшено, а оставшееся соотношение использовано для определения искомого характеристике (1):

$$\frac{\delta I_i(t)}{\langle I_i(t) \rangle} \approx \frac{\delta I(t)}{\bar{I}(t) - \langle I_B(t) \rangle}. \quad (10)$$

В качестве оценки текущего среднего уровня космического фона $\langle I_B(t) \rangle$, входящего в правую часть (10), нами использовалась его линейная аппроксимация, построенная на основе значений \bar{I} на выходе риометра в моменты времени, соответствующие началу и окончанию прохождения источника через анализируемый лепесток G_{mn} .

Следующий этап состоял в оценке спектрального состава и индекса ионосферных мерцаний. Расчет энергетического спектра $S_i(f)$ относительных флуктуаций интенсивности излучения, регистрируемых при прохождении i -го ДКИ через лепесток G_{mn} ДН риометра, выполнялся на временном интервале $T = t_{\max} - t_{\min} < T_{obs}$. Значения граничных точек t_{\min} , t_{\max} такого интервала выбирались в каждом конкретном случае на основании вытекающего из неравенства (9) условия $G_{mn}(t_{\min}) \approx G_{mn}(t_{\max}) \approx 0.3$.

В соответствии с известной из литературы методикой (см., например, [13]) рассматриваемый интервал разбивался на M равных подинтервалов длительностью T_0 , удовлетворяющей неравенству:

$$T_{sc} \ll T_0 \ll T. \quad (11)$$

Далее для каждого n -го подинтервала рассчитывались “мгновенный” спектр $S_i^{(n)}(f)$ и индекс мерцаний $\beta_i^{2(n)}$ флуктуаций $\delta I_i(t)/\langle I_i(t) \rangle$:

$$S_i^{(n)}(f) = \frac{1}{T_0} \left| \int_{t_{\min} + (n-1)T_0}^{t_{\min} + nT_0} \frac{\delta I_i(t)}{\langle I_i(t) \rangle} e^{-i2\pi ft} dt \right|^2 \begin{cases} 1, & f = 0; \\ 2, & f \neq 0; \end{cases} \quad (12)$$

$$\beta_i^{2(n)} = \int_0^\infty S_i^{(n)}(f) df.$$

Здесь $1 \leq n \leq M$, $t_{\min} + MT_0 = t_{\max}$, спектральное разложение производилось только по положительным частотам.

Окончательные статистические оценки энергетического спектра $S_i(f)$ и индекса мерцаний β_i^2 источника при его прохождении через лепесток G_{mn} ДН риометра определялись затем как результат усреднения всех полученных реализаций “мгновенных” спектров $S_i^{(n)}(f)$ и индексов мерцаний $\beta_i^{2(n)}$ по их множествам M :

$$S_i(f) = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M S_i^{(n)}(f), \quad (13)$$

$$\beta_i^2 = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \beta_i^{2(n)}.$$

При этом выполнение левой части неравенства (11) обеспечивало несмещенность указанных оценок, правой – их состоятельность (см. [13]).

3.2. Восстановление пространственного спектра и характерных скоростей движения ионосферных неоднородностей

В случае слабых мерцаний, $\beta^2 \ll 1$, энергетический спектр $S(f)$ относительных флуктуаций $\delta I/\langle I \rangle$ интенсивности излу-

чения ДКИ связан с пространственным спектром $\Phi_N(\vec{\kappa})$ флуктуаций $\delta N_e/\langle N_e \rangle$ электронной концентрации ионосферного слоя известным соотношением (см., например, [4]):

$$S(f) = \frac{(2\pi)^4 f_{pm}^4 \Delta z}{f_0^2 c^2 V_\perp \cos \alpha_i} \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_{y'} \times \left\{ 1 - \cos \left(\frac{(\kappa_{x'}^2 + \kappa_{y'}^2) z_m}{k_0 \cos \alpha_i} \right) \right\} \times \Phi_N(\kappa_{x'}, \kappa_{y'}, \kappa_{z'} = 0) \Big|_{\kappa_{x'} = (2\pi f/V_\perp)}. \quad (14)$$

Здесь f_0 – частота излучения, f_{pm} – значение плазменной частоты в максимуме ионосферного слоя. Начало системы координат совмещено с приемным пунктом; ось z' направлена на источник, образуя с вертикальной осью z угол α_i . При выводе (14) использовано предположение о малости толщины Δz ионосферного слоя по сравнению с высотой его максимума z_m , а также модель “замороженного” переноса ионосферных неоднородностей поперек луча зрения с постоянной скоростью \vec{V}_\perp . Для упрощения формулы направление координатной оси x' выбрано совпадающим с вектором \vec{V}_\perp .

В соответствии с современными представлениями неоднородности электронной концентрации F-слоя ионосферы являются сильно анизотропными, вытянутыми вдоль силовых линий постоянного геомагнитного поля \vec{H}_0 . Наиболее распространенной моделью пространственного спектра таких неоднородностей принято считать степенную модель вида (см., например, [1, 2, 4])

$$\Phi_N(\kappa_h, \vec{\kappa}_t) = C_N \left(\kappa_h^2 l_h^2 + \kappa_t^2 l_t^2 \right)^{-p/2}, \quad (15)$$

где C_N – множитель, характеризующий интенсивность неоднородностей, а l_h и l_t – их масштабы вдоль и поперек геомагнит-

ного поля \vec{H}_0 соответственно, соотношения которых $\gamma \equiv l_h/l_t \gg 1$ называется коэффициентом анизотропии.

Переразложим в (15) вектор $\vec{k} = \{k_h, k_t\}$ по его проекциям на оси x', y', z' координатной системы, связанной с источником, и подставим полученное выражение в (14). Сопоставление характерных интервалов изменений подынтегральных функций в (14) показывает при этом, что в области спектральных частот $f \geq f_{Fr} \sim V_{\perp}/\Lambda_{Fr}$ второе слагаемое в фигурных скобках является быстро осциллирующей функцией по сравнению с Φ_N , и его вкладом в (14) можно пренебрегать. Оставшаяся часть интеграла может быть преобразована к табличному виду, приводящему к известной степенной частотной зависимости [1, 2, 4],

$$S(f \geq f_{Fr}) \sim f^{-(p-1)}, \quad (16)$$

широко используемой в научной литературе для определения показателя степени p пространственного спектра ионосферных неоднородностей. Поскольку начало степенного участка спектра (16) соответствует частоте $f \approx f_{Fr}$, такое приближенное равенство позволяет оценить также характерные скорости V_{\perp} движения ионосферных неоднородностей:

$$V_{\perp} \sim f_{Fr} \Lambda_{Fr} \sim f_{Fr} \sqrt{\lambda r_0}. \quad (17)$$

Заметим, наконец, что справедливость соотношения (16) нарушается в случае наблюдения мерцаний в узком конусе углов вблизи направления постоянного геомагнитного поля \vec{H}_0 . Особенности мерцаний в этом специальном случае исследованы в [4, 5] и в настоящей работе обсуждаться не будут.

Значительно сложнее обстоит дело в случае сильных флуктуаций параметров ионосферной плазмы, $\delta N_e / \langle N_e \rangle \sim 1$, кото-

рые в высокоширотной ионосфере стимулируются высыпанием энергичных частиц из радиационных поясов Земли, магнитными возмущениями, а также могут проявляться в виде интенсивно рассеивающих и экранирующих спорадических слоев. В таких ситуациях индекс мерцаний (2) излучения ДКИ может принимать значения $\beta^2 \sim 1$, что выходит за рамки метода плавных возмущений, использованного при выводе (14). Для интерпретации экспериментальных данных в этом случае могут быть использованы, например, результаты теоретического анализа, учитывающего многократные рассеяния в случайной среде в приближении марковского случайного процесса [3, 4]. Из них следует, что увеличение интенсивности флуктуаций $\delta \epsilon = (f_p^2 / f_0^2) (\delta N_e / \langle N_e \rangle)$ диэлектрической проницаемости рассеивающего ионосферного слоя и (или) пути $\Delta z / \cos \alpha_i$, проходимого излучением в этом слое, приводят к возрастанию индекса мерцаний до значений $\beta^2 \geq 1$ с последующим насыщением на уровне $\beta^2 = 1$. Пространственная корреляционная функция таких насыщенных флуктуаций интенсивности (в поперечной к направлению на источник плоскости) описывается согласно [3, 4] формулой

$$B(\vec{\rho}_{\perp}) = \exp \left\{ -\pi k^2 \frac{f_p^4}{f_0^4} \frac{\Delta z}{\cos \alpha_i} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k}_{\perp} [1 - \cos(\vec{k}_{\perp} \vec{\rho}_{\perp})] \Phi_N(\vec{k}_{\perp}, k_z = 0) \right\}, \quad (18)$$

при выводе которой полагалось выполненным условие

$$\pi k^2 \frac{f_p^4}{f_0^4} \frac{\Delta z}{\cos \alpha_i} \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k}_{\perp} \Phi_N(\vec{k}_{\perp}, k_z = 0) \gg 1. \quad (19)$$

Характерный масштаб изменений функции $B(\vec{\rho}_\perp)$ имеет смысл интервала когерентности ρ_c поля поперек луча зрения, который в данном случае намного меньше размера зоны Френеля, $\rho_c \ll \Lambda_{Fr}$. В случае слабых мерцаний выполняется обратное неравенство, $\rho_c \gg \Lambda_{Fr}$ [3].

Для учета временной зависимости воспользуемся, как и в случае слабых мерцаний, моделью “замороженного” переноса неоднородностей, что приводит в (18) к замене $\vec{\rho}_\perp \rightarrow \vec{\rho}_\perp - \vec{V}_\perp \tau$. Ориентируя далее ось x' координатной системы вдоль вектора \vec{V}_\perp , выражение для автокорреляционной функции флуктуаций интенсивности $B(\tau) \equiv B(\rho = 0; \tau)$ представим в виде

$$B(\tau) = \exp \left\{ -\pi k^2 \frac{f_p^4}{f_0^4} \frac{\Delta z}{\cos \alpha_i} \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_{x'} [1 - \cos(k_{x'} V_\perp \tau)] \int_{-\infty}^{\infty} dk_{y'} \Phi_N(k_{x'}, k_{y'}, 0) \right\}. \quad (20)$$

Применяя к (20) преобразование Фурье по бесконечному интервалу частот, $-\infty < f < \infty$, приходим к искомому выражению для энергетического спектра насыщенных ионосферных мерцаний:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp \left\{ i2\pi f \tau - \pi k^2 \frac{f_p^4}{f_0^4} \frac{\Delta z}{\cos \alpha_i} \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_{x'} [1 - \cos(k_{x'} V_\perp \tau)] \int_{-\infty}^{\infty} dk_{y'} \Phi_N(k_{x'}, k_{y'}, 0) \right\}. \quad (21)$$

Для упрощения полученного выражения воспользуемся условием (19). Из него следует, что стоящая под знаком интеграла экспонента существенно отличается от нуля лишь в узком интервале значений τ , определенном неравенством

$$(k_{x'} V_\perp \tau) \ll 1. \quad (22)$$

На этом основании, заменяя стоящий в показателе экспоненты член в квадратных скобках первым ненулевым членом его разложения в ряд Тейлора по параметру (22), преобразуем интеграл (21) к табличному виду:

$$S(f) \approx \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp(-\tau^2/\tau_c^2 - i2\pi f \tau) = \\ = \sqrt{\pi} \tau_c \exp(-\pi^2 f^2 \tau_c^2), \quad (23)$$

где

$$\tau_c^2 \equiv \frac{\pi k^2 f_p^4}{2 f_0^4} \frac{\Delta z V_\perp^2}{\cos \alpha_i} \int_{-\infty}^{\infty} dk_{x'} k_{x'}^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_{y'} \Phi_N(k_{x'}, k_{y'}, 0). \quad (24)$$

Как следует из (23), спектр насыщенных мерцаний представляет собой гауссову кривую, максимум и ширина которой определяются параметром τ_c , заданным формулой (24) и имеющим смысл интервала временной когерентности поля в точке наблюдения. Его значение существенно зависит от геометрии рассеяния и может быть рассчитано в каждом конкретном случае после подстановки в (24) явного вида модельного пространственного спектра ионосферных неоднородностей (15), учета взаимной ориентации направлений визирования ДКИ и магнитной силовой линии, а также скорости перемещения неоднородностей поперек луча зрения. Сопоставление расчетных значений τ_c с параметрами экспериментально регистрируемых спектров мерцаний в комбинации с данными других радиофизических методов ионосферной диагностики может быть использовано в дальнейшем для восстановления параметров неоднородностей.

4. Наблюдения мерцаний ДКИ на естественных и искусственных ионосферных неоднородностях

4.1. Мерцания на естественных неоднородностях

В качестве иллюстрации характерных типов мерцаний ДКИ на естественных ионосферных неоднородностях, наблюдавшихся нами в ретроспективных экспериментальных данных, на рис. 2 представлены записи полного суточного цикла дви-

жения источника Cas A через лучи риометра Poker Flat 29.09.2005 г.

На этом рисунке изображены лучи ДН, для которых моменты прохождения источника через максимум отличались приблизительно на 4 ч. Характерная ширина лучей (см. рис. 1) растет по мере их удаления от зенита и составляет примерно $7 \div 10^\circ$ для центральных. По этой причине продолжительность прохождения источника через каждый из них варьирует от 40 до 70 мин.

В приведенных данных отчетливо видны достаточно стабильные суточные измене-

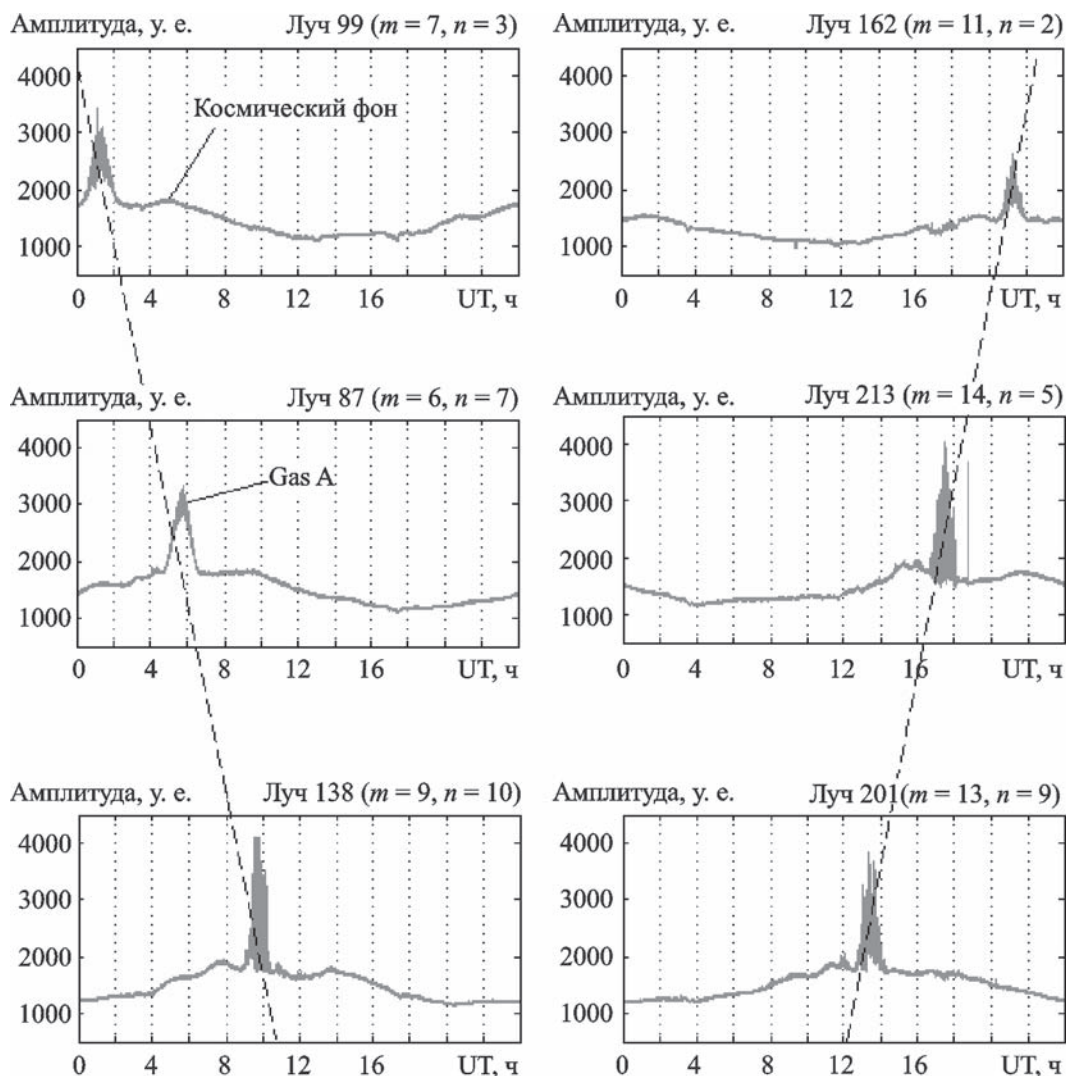


Рис. 2. Суточный цикл движения источника Cas A через лучи риометра Poker Flat 29.09.2005 г.

ния уровня галактического фона, практически полностью повторяющиеся от луча к лучу с расчетным запаздыванием. Что касается излучения рассматриваемого источника, то два верхних левых фрагмента (лучи 99 и 87) демонстрируют весьма слабые ($\beta^2 \ll 1$) флуктуации его интенсивности. Периоды прохождения Cas A через эти лучи соответствуют предзаходным и вечерним часам местного времени, которые согласно ионосферным данным, размещенным на интернет-сайте <http://www.haarp.alaska.edu/>, характеризовались спокойными ионосферными условиями. Записи, полученные в ночные (лучи 138 и 201) и восходные (луч 213) периоды, демонстрируют сильные мерцания ($\beta^2 \sim 1$) в полном соответствии с информацией того же сайта о высокой степени возмущенности ионосферы. Далее, в предполуденные часы (луч 162), наблюдалось снижение индекса мерцаний источника, снова достаточно хорошо коррелирующее с текущим уровнем возмущенности ионосферы.

Рис. 3, а иллюстрирует процесс предварительной обработки экспериментальных данных, соответствующих случаю слабых мерцаний (в качестве примера выбран луч 87).

На рисунке приведены интенсивность сигнала на выходе риометра, $I(t)$, результаты ее скользящего усреднения по формуле (4), $\bar{I}(t)$, и линейная аппроксимация временного хода космического фона, $\langle I_B(t) \rangle$, (начало временной оси соответствует 04:30 UT). На рис. 3, б представлены окончательные результаты спектральной обработки мерцаний в этом луче и восстановленные характеристики ионосферных неоднородностей. Здесь же нанесены линейные аппроксимации двух характерных участков спектра, пересечение которых образует точку спектрального излома. Приведены также оценки индекса мерцаний β^2 , характерного наклона спектра $\nu = p - 1$, частоты среза френелевского фильтра f_{Fr} и поперечной к лучу зрения скорости движения ионосферных неоднородностей V_{\perp} , рассчитанной по формуле (17) при значении $r_0 = 250$ км.

На рис. 4 представлены результаты аналогичной спектральной обработки, выполненной применительно к случаю сильных мерцаний (начало временной оси соответствует 08:40 UT). В качестве примера использованы данные, зарегистрированные в луче 138.

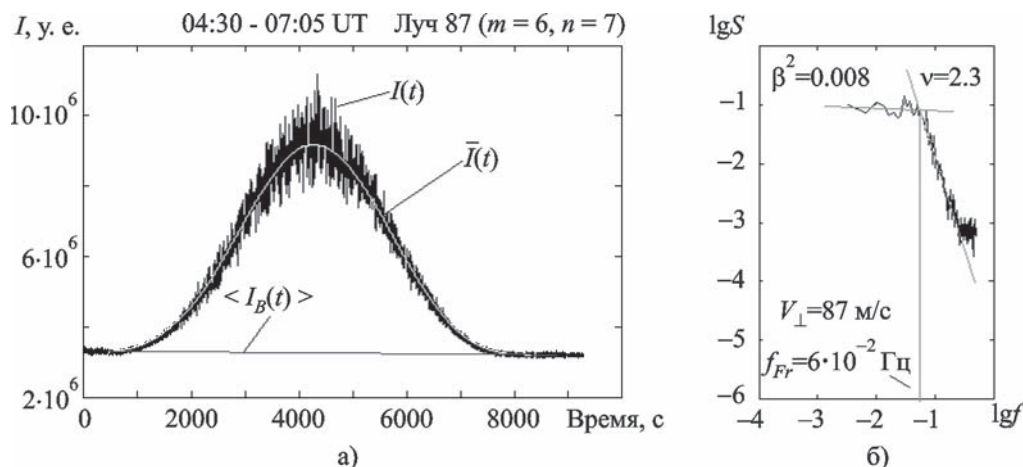


Рис. 3. Пример результатов временной (а) и спектральной (б) обработки данных наблюдений в случае слабых мерцаний 29.09.2005 г.

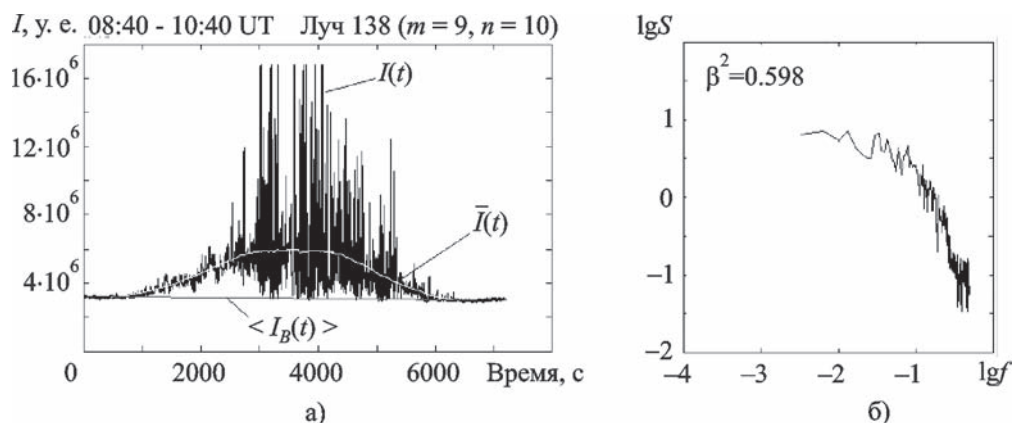


Рис. 4. Пример результатов временной (а) и спектральной (б) обработки данных наблюдений в случае сильных мерцаний 29.09.2005 г.

Видно, что спектр сильных мерцаний, изображенный на рис. 4, б, существенно отличается от рассмотренного выше спектра слабых мерцаний (рис. 3, б). Первым его качественным отличием является отсутствие линейных участков, вторым – значительно более высокий уровень высокочастотных составляющих. Такой вид спектра сильных мерцаний является типичным для

обработанных нами данных и находится в хорошем соответствии с качественными теоретическими оценками, приведенными в подразделе 3.2.

Индексы мерцаний для обработанных регистраций, относящихся к 29.09.2005 г., сведены в таблицу. Для четырех регистраций, в которых имели место слабые мерцания, восстановлены также значения

Таблица. Результаты восстановления индекса мерцаний и параметров неоднородностей по регистрациям 29.09.2005 г.

Время, UT	Номер луча, (m,n)	β^2	p	V_{\perp} , м/с
Слабые мерцания				
01:15	99 (7, 3)	0.015	3.5	140
04:45	86 (6, 6)	0.014	3.7	95
05:30	87 (6, 7)	0.008	3.8	83
06:30	88 (6, 8)	0.012	3.3	130
Сильные мерцания				
09:30	138 (9, 10)	0.598	–	–
11:20	170 (11, 10)	0.520	–	–
12:30	201 (13, 9)	0.340	–	–
14:30	216 (14, 8)	0.673	–	–
16:30	214 (14, 6)	0.270	–	–
17:20	213 (14, 5)	1.353	–	–
23:00	130 (9, 2)	0.250	–	–

показателя спектра ионосферных неоднородностей p и скорости их поперечного переноса V_{\perp} .

4.2. Мерцания на искусственных неоднородностях

Отдельный интерес представляют случаи наблюдения мерцаний ДКИ при радиопросвечивании области ионосферы с искусственными неоднородностями, стимулированными излучением мощных нагревных стенов. Среди всей совокупности ретроспективных данных, проанализированных нами при подготовке материалов настоящей статьи, удалось обнаружить несколько сеансов прохождения ДКИ Cas A через ионосферную область, модифицированную излучением нагревного стенда HIPAS ($64^{\circ}52'19''$ с. ш., $146^{\circ}50'33''$ з. д.). В указанных экспериментах HIPAS работал в режиме двухминутного нагрева волной "X"-поляризации с паузами той же продолжительности. На рис. 5 представлены соответствующие спектры мерцаний для одного цикла нагрева и паузы.

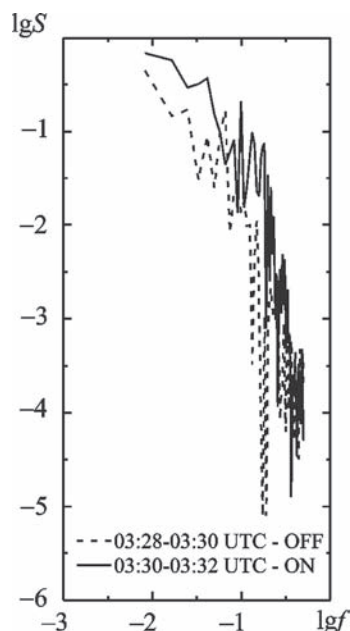


Рис. 5. Спектры мерцаний источника Cas A, полученные в период излучения (сплошная кривая) и паузы (штриховая кривая) в работе нагревного стенда HIPAS 13.01.2005 г.

Хотя, согласно сложившимся литературным представлениям, для эффективного создания искусственной ионосферной турбулентности на высотах F-области такой режим излучения нельзя считать оптимальным, в приведенных данных, тем не менее, отчетливо видна реакция на включение нагрева, проявляющаяся в возрастании индекса мерцаний (примерно в два с половиной раза) и изменении формы спектра. Очевидно, однако, что такие выводы следует рассматривать лишь как весьма предварительные. Для более детального изучения обнаруженных эффектов необходимо проведение целенаправленной измерительной кампании с использованием более предпочтительного для создания МОН режима нагрева волной "O"-поляризации на частотах, близких к критическим частотам F-области.

4.3. Ракурсное рассеяние излучения ДКИ на магнитоориентированных искусственных неоднородностях

На высотах F-области ионосферы гирочастота электронов ω_H^e значительно превышает частоты их соударений с нейтралами и ионами $\nu_{n,i}^e$. В силу такого обстоятельства геомагнитное поле играет существенную роль в динамике плазмы, в частности, приводя к сильной анизотропии естественных и искусственных неоднородностей. Вытянутость неоднородностей вдоль магнитного поля характеризуется коэффициентом анизотропии $\gamma = l_h/l_t$, где l_h и l_t – размеры неоднородностей вдоль и поперек магнитного поля соответственно. В интервале поперечных масштабов l_t от единиц до десятков метров, ответственном за резонансное рассеяние ВЧ сигналов, величина γ может изменяться, в зависимости от геофизических условий, от 10 до 100 [15]. Будем полагать, что эта часть пространственного спектра неоднородностей F-слоя ионосферы может быть представлена в рамках той же степенной модели (15), которая использовалась нами выше для описания флуктуаций электронной концентрации с френелевыми масштабами, ответственными за ионосферные мерцания.

$$\langle I_s \rangle \equiv \langle |E_s|^2 \rangle = \frac{\pi k_0^4 \langle I_i \rangle}{2} \int_V \frac{d^3 \vec{R}}{R^2} M(\vec{R}) \Phi_\epsilon(\vec{K}). \quad (25)$$

Здесь E_s – комплексная амплитуда рассеянного поля, $\langle I_i \rangle$ – средняя интенсивность падающего излучения, $k_0 = \frac{2\pi f_0}{c}$, $\vec{K} = (\vec{k}_s - \vec{k}_i)$ – вектор рассеяния (\vec{k}_i и \vec{k}_s – волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно), $M(\vec{R})$ равно 1 внутри рассеивающего объема V и 0 вне его, трехмерные пространственные спектры флуктуаций $\delta\epsilon$ и $\delta N_e / \langle N_e \rangle$ связаны соотношением:

$$\Phi_\epsilon(\vec{K}) = \left(\frac{f_p^4}{f_0^4} \right) \Phi_N(\vec{K}). \quad (26)$$

В гиротропной плазме вектор рассеяния удобно представлять в виде $\vec{K} = \{K_h, \vec{K}_t\}$, где K_h , \vec{K}_t – соответственно продольная и поперечная к геомагнитному полю составляющие. Условие ракурсного рассеяния задается в таком случае уравнением [3]

$$K_h(\vec{R}) = 0. \quad (27)$$

В рассматриваемой нами задаче рассеивающий объем образован пересечением ДН нагревного стенда и одного из лучей риометра в области существования стимулированных МОН и может быть представлен в виде:

$$V \approx \frac{z_m^2 \Delta z}{\cos^3 \alpha_s} \Delta \alpha_0 \Delta \psi_0 \sin \alpha_s. \quad (28)$$

Здесь z_m – высота расположения такого объема, Δz – его толщина, $\Delta \alpha_0 \approx \Delta \psi_0$ – угловая ширина луча ДН приемной антенны вблизи зенита, α_s – зенитный угол, характе-

ризующий направление прихода ракурсного сигнала в точку наблюдения. Использование (28) в предположении о малости изменения вектора \vec{K} внутри рассеивающего объема позволяет преобразовать исходное соотношение (25) с учетом (27) к виду

$$\langle I_s \rangle \approx \frac{\pi k_p^4}{2} \langle I_i \rangle \Delta z (\Delta \alpha_0)^2 \text{tg} \alpha_s \Phi_N(K_h = 0, \vec{K}_t), \quad (29)$$

где $k_p = 2\pi f_p / c$.

Для расчета дисперсии флуктуаций интенсивности рассеянного излучения, $\langle (\delta I_s)^2 \rangle$, необходимо вычислить четвертый статистический момент поля E_s , т. е.

$$\langle (\delta I_s)^2 \rangle = \langle |E_s|^4 \rangle - \langle |E_s|^2 \rangle^2. \quad (30)$$

Поскольку резонансное рассеяние происходит на неоднородностях с размерами, значительно меньшими рассеиваемого объема, $l_t \sim \lambda \ll V^{1/3}$, то поле E_s в силу центральной предельной теоремы теории вероятности распределено по нормальному закону, позволяющему выразить все высшие статистические моменты через моменты второго порядка,

$$\langle |E_s|^4 \rangle = 2 \langle |E_s|^2 \rangle^2 + \langle E_s^2 \rangle \langle E_s^{*2} \rangle. \quad (31)$$

Кроме того, в силу выполнения для таких неоднородностей условия $\frac{K l_t^2}{z_m / \cos \alpha_i} \ll 1$, справедливо равенство [3]

$$\langle E_s^2 \rangle = \langle E_s^{*2} \rangle = 0. \quad (32)$$

С учетом (31), (32) выражение (30) преобразуется к виду

$$\langle (\delta I_s)^2 \rangle = \langle |E_s|^2 \rangle^2 = \langle I_s \rangle^2. \quad (33)$$

Исходя из соотношений (25)–(27), (29), (33), относительные среднеквадратичные флуктуации интенсивности β_s и удельный поперечник Q ракурсного рассеяния источника могут быть соответственно оценены как

$$\beta_s \equiv \sqrt{\frac{\langle (\delta I_s)^2 \rangle}{\langle I_i \rangle^2}} \approx \frac{\pi k_p^4}{2} \Delta z (\Delta \alpha_0)^2 \times \text{ctg} \alpha_s \Phi_N(K_h = 0, \vec{K}_t), \quad (34)$$

$$Q(K_h = 0, \vec{K}_t) \equiv \frac{\langle |E_s|^2 \rangle (z_m / \cos \alpha_s)^2}{\langle I_i \rangle V} = \beta_s \frac{\text{ctg} \alpha_s}{\Delta z (\Delta \alpha_0)^2}. \quad (35)$$

Среднюю интенсивность источника $\langle I_i \rangle$, входящую в (34) и (35), можно определить по данным регистрации прямого сигнала источника в соответствующем луче ДН риометра. Для этого нужно оценить $\bar{I}(t)$ и $\bar{I}_B(t)$ в момент времени t_m прохождения источника через максимум этого луча. Тогда в соответствии с (6) получим $\langle I_i \rangle = \bar{I}(t_m) - \bar{I}_B(t_m)$.

Для обнаружения эффекта ракурсного рассеяния в имеющемся массиве ретроспективных данных были выбраны фрагменты наблюдений ДКИ Суг А 18 августа 2005 г. в интервале от 02:47 до 03:59 UT, когда нагревный стенд НААРР излучал волну “О”-поляризации на частоте 3.3 МГц в следующем режиме: 2 мин – излучение, 2 мин – пауза. В соответствии с нашими оценками в период прохождения источника Суг А через ДН луча 38 риометра Roker Flat одновременно должны были выполняться условия ракурсного рассеяния для луча 45. На рис. 7, а и 7, б соответственно приведены записи ионосферных мерцаний на естественных ионосферных не-

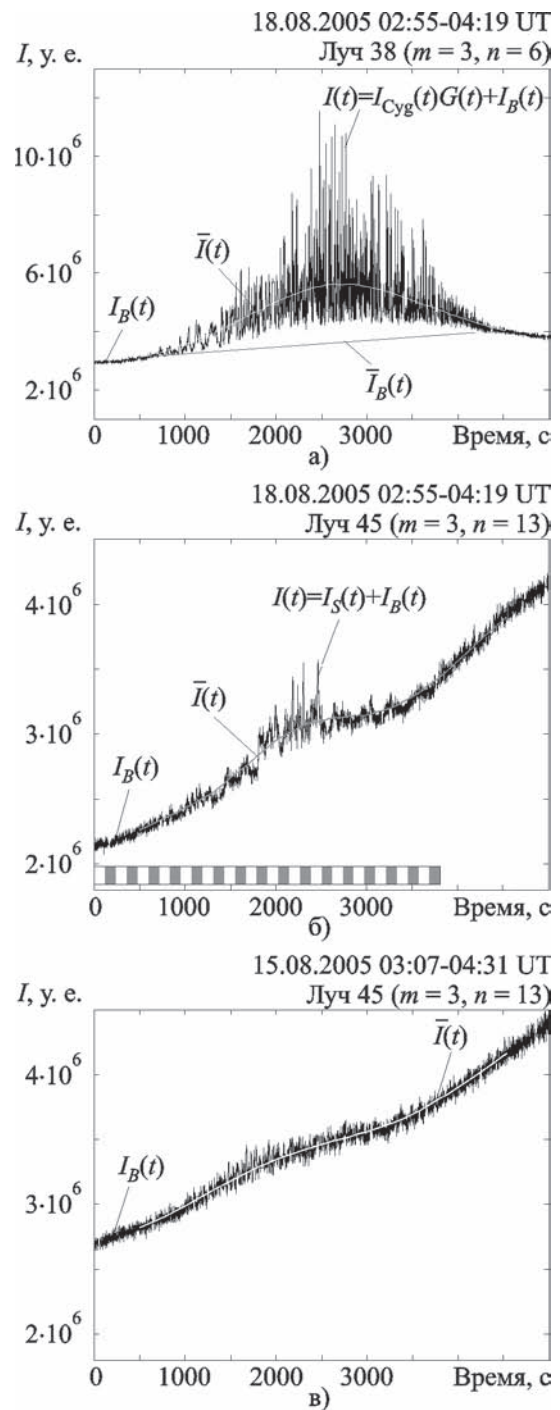


Рис. 7. Одновременная регистрация прямого – луч 38 (а), и ракурсно-рассеянного – луч 45 (б), излучения ДКИ Суг А, а также запись в луче 45 для невозмущенного дня (в)

однородностях и ракурсного рассеяния излучения Суг А, зарегистрированные в данных лучах.

Серыми прямоугольниками вдоль оси абсцисс на рис. 7, б показаны интервалы включений нагревного стенда, белыми – паузы. Отчетливо наблюдаются интенсивные ионосферные мерцания излучения ДКИ на естественных неоднородностях (рис. 7, а, луч 38), а также “вспышка” флуктуаций интенсивности (относительно регулярного уровня космического фона), обусловленная ракурсным рассеянием сигнала источника на искусственных ионосферных неоднородностях (рис. 7, б, луч 45). Время существования ракурсного сигнала в соответствующем луче оказывается значительно меньше интервала наблюдения прямого сигнала от источника в луче 38 риометра. По всей видимости, оно определяется угловым размером ракурсной области, оценка которого по рис. 7, б составляет $\sim 3^\circ$. Для сравнения на рис. 7, в приведен фрагмент записи космического фона этого же участка небесной сферы, полученной в том же луче 45 для другого дня измерений (15.08.2005), когда нагревный стенд не работал. Видно, что регулярное поведение космического фона практически идентично для обоих дней, а излучение источника Суг А, обусловленное ракурсным рассеянием, наблюдается только во время нагревного эксперимента. При сопоставлении данных 15-го и 18-го августа была учтена временная сдвигка (примерно 12 мин), возникающая за счет регулярного смещения звездного времени относительно солнечного (около 4 мин в сутки).

В результате обработки данных, приведенных на рис. 7, а, б, были определены стандарты относительных флуктуаций интенсивностей “ракурсного”, β_s , и прямого, β , сигналов, а также их соотношение, β_s/β . Напомним, что первые вызваны резонансным рассеянием падающей волны на мелкомасштабных МОН с характерными размерами $\sim \lambda/2$ (единицы метров), а вторые – случайными фокусировками

на френелевых масштабах (~ 1 км). Указанные характеристики составили соответственно $\beta_s \approx 0.045$, $\beta \approx 0.519$ и $\beta_s/\beta \approx 0.087$.

Удельный поперечник ракурсного рассеяния был определен на основании формулы (35) равным $Q \approx 0.17 \text{ км}^{-1}$. В расчетах использованы значения $\Delta\alpha_0 = 7^\circ$, $\alpha_s = 60^\circ$, соответствующие геометрии эксперимента. Толщина рассеивающего объема задавалась величиной $\Delta z \approx 10$ км, оцененной авторами ранее [15] в ходе радарных и угломестных измерений диаграммы рассеяния ВЧ сигналов от стимулированных МОН в среднеширотной ионосфере с использованием большой ФАР радиотелескопа УТР-2.

5. Выводы

Таким образом, в настоящей работе впервые продемонстрирована возможность уверенной одновременной регистрации мерцаний нескольких дискретных космических источников в высокоширотной ионосфере с использованием приемной системы панорамного ВЧ риометра. Значительное превышение даже слабых мерцаний интенсивности излучения ДКИ над флуктуациями космического фона дает возможность ставить задачу о систематическом мониторинге френелевых ионосферных неоднородностей (масштабы – сотни метров, километры) и восстановлении в модельном приближении их пространственно-временных характеристик.

Представляется интересным проведение целенаправленных наблюдений эффекта ракурсного резонансного рассеяния излучения ДКИ на МОН, стимулированных работой нагревного стенда. Исследование этого эффекта в разных ионосферных условиях позволит восстанавливать параметры и динамику мелкомасштабных МОН (с размерами в единицы – десятки метров), а также изучать особенности их генерации для различных режимов излучения мощного передатчика.

Предстоящее введение в строй еще одного панорамного риометра вблизи стенда НААРП позволит одновременно проводить пространственно-временной анализ мерцаний в двух пунктах и оценивать ряд дополнительных параметров неоднородностей. В частности, для случая слабых мерцаний в модели “замороженного” переноса неоднородностей есть основание надеяться восстановить полный вектор скорости движения френелевых неоднородностей на ионосферных высотах. Для спокойных ионосферных условий по излучению трех мощных ДКИ с помощью двух риометров можно довольно подробно восстановить пространственное распределение интенсивностей неоднородностей в разных участках приполярной ионосферы западного полушария.

Авторы работы считают своим приятным долгом поблагодарить Mr. Jim Desrochers (Fairbanks, Alaska, USA), Drs Y. Tanaka (ROIS, Japan) и Y. Murayama (НИСТ, Japan) за оказанное содействие в получении данных измерений, а также И. Н. Жука и И. С. Фальковича (РИНАН Украины) за внимательное ознакомление с рукописью и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке украинских соавторов со стороны INTAS (грант 03-51-5583) и НИР “Циклон” (Договор № 1.17.22), финансируемой Президиумом НАН Украины.

Литература

1. Crane R. K. Ionospheric Scintillation // Proc. IEEE. – 1977. – Vol. 65, No. 2. – P. 180-204.
2. Bovkoon V. P., Zhouck I. N. Scintillations of cosmic radio sources in the decametre waveband // Astrophys. and Space Sci. – 1981. – Vol. 79. – P. 165-180.
3. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 463 с.
4. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосферной и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
5. Безродный В. Г. Мерцания радиоастрономических источников на анизотропных неоднородностях ионосферной плазмы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, №8. – С. 939-946.
6. Aarons J. Global morphology of ionospheric scintillations // Proc. IEEE. – 1982. – Vol. 70. – P. 360-385.
7. Basu S. and Groves K. Specification and Forecasting of Outages on Sattelite Communication and Navigation Systems. In: Space Weather. Eds.: P. Song, H. J. Singer, G. L. Siscoe. – AGU, Washington, DC, 2001. – P. 423-430.
8. Detrick D. L. and Rosenberg T. J. A phased-array radiowave imager for studies of cosmic noise absorption // Radio Sci. – 1990. – Vol. 25. – P. 325-338.
9. Murayama Yasuhiro, Mori Hirotaka, Kainuma Shoji, Ishii Mamoru, Nishimuta Ichizo, Igarashi Kiyoshi, Yamagishi Hisao, and Nishino Masonori. Development of a high-resolution imaging riometer for the middle and upper atmosphere observation program at Poker Flat, Alaska // J. Atm. Sol. Terr. Phys. – 1997. – Vol. 59, No. 8. – P. 925-937.
10. Загребин Д. В. Введение в астрометрию. – М.: Наука, 1966. – 478 с.
11. Pilkington J. and Scott P. A survey of radio sources between declinations 20° and 40° // Mem. Roy. Astron. Soc. – 1965. – Vol. 69. – P. 183.
12. Gower J. F., Scott P. F. and Wills D. A survey of radio sources in the declination range -07° to 20° and 40° to 80° // Mem. Roy. Astron. Soc. – 1967. – Vol. 71. – P. 49.
13. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. – М.: Наука, 1968. – 463 с.
14. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
15. Bezrodny V. G., Ponomarenko P. V., and Yampolski Y. M. Application of polarimetric sounding to HF ionospheric remote sensing // Radio Sci. – 1997. – Vol. 32. – P. 219-229.
16. Yampolski Y. M., Beley V. S., Kascheev S. B., Koloskov A. V., Somov V. G., Hysell D. L., Isham B., and Kelley M. C. Bistatic HF radar diagnostics of induced field – aligned irregularities // J. Geophys. Res. – 1997. – Vol. 102. – P. 7461-7467.
17. Foster J. C. and Tetenbaum D. High Resolution Backscatter Power Observations of 440 MHz E Region Coherent Echoes at Millstone Hill // J. Geophys. Res. – 1991. – Vol. 96. – P. 1251-1261.
18. Hysell D. L., Kelley M. S., Yampolski Y. M., Beley V. S., Koloskov A. V., Ponomarenko P. V., and Tyrnov O. F. HF Radar observations of decaying artificial field-aligned irregularities // J. Geophys. Res. – 1996. – Vol. 101. – P. 26981-26993.

**Спостереження іоносферних мерехтінь
дискретних космічних джерел
за допомогою панорамного ВЧ ріометра**

**В. Г. Безродний, Б. Воткінс,
В. Г. Галушко, К. Грос,
А. С. Кашчєєв, О. В. Чаркіна,
Ю. М. Ямпольський**

Теоретично та експериментально досліджено ефекти мерехтінь дискретних космічних джерел (ДКД) на природних та штучних неоднорідностях авроральної іоносфери. Експериментальні спостереження виконано з використанням багатопроменевої фазованої антенної решітки панорамного ВЧ ріометра Poker Flat, розташованого на Алясці. Для спокійних іоносферних умов та слабких мерехтінь відтворено просторовий спектр та оцінено поперечні швидкості руху френелевих неоднорідностей. Для випадків сильної турбулізації іоносфери та насичених мерехтінь теоретично показано можливість визначення інтервалу часової когерентності випромінювання у точці спостереження. Проаналізовано приклади мерехтінь ДКД на штучних іоносферних неоднорідностях, стимульованих роботою потужного нагрівного стенду. Прогнозовано та виявлено ефект ракурсного розсіяння випромінювання ДКД на штучних магнітоорієнтованих дрібномасштабних неоднорідностях. Обговорюються перспективи систематичних досліджень ефектів мерехтінь та ракурсного розсіяння для спеціальних режимів роботи нагрівного стенду.

**Observation of Ionospheric Scintillations
of Discrete Cosmic Sources
with the Use of an Imaging Riometer**

**V. G. Bezrodny, B. Watkins,
V. G. Galushko, K. Groves,
A. S. Kashcheyev, O. V. Charkina,
and Yu. M. Yampolski**

The effects of scintillations have been investigated theoretically and experimentally for the radiation from discrete cosmic sources scattered from natural and artificial inhomogeneities of the polar ionosphere. The observations were performed with the use of a multibeam phased antenna array of the Poker Flat imaging riometer (Alaska, USA). For quiet ionospheric conditions and weak scintillations the spatial spectrum and transverse motion velocities of the Fresnel inhomogeneities have been recovered. A possibility has been shown theoretically to estimate the time coherence interval of the radiation at the observation point in the case of saturated scintillations and strong turbulization of the polar ionosphere. Examples are analyzed of discrete cosmic sources scintillations owing to artificial ionospheric irregularities induced by a powerful heating facility. The effect of aspect sensitive scattering of discrete cosmic sources radiation by artificial field-aligned, small-scale irregularities has been predicted and detected. Prospects of routine observations of the effects of scintillations and aspect sensitive scattering are discussed for special operation modes heating facility.