

Исследование стимулированных ионосферных мерцаний и поглощения излучения дискретных космических источников с помощью панорамного ВЧ риометра

В. Г. Безродный, О. В. Чаркина, Ю. М. Ямпольский, Б. Воткинс¹, К. Гровс²

*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, Хэнском, США*

Статья поступила в редакцию 16 июля 2009 г.

Рассмотрены эффекты усиления диссипативного поглощения и роста интенсивности мерцаний излучения дискретных космических источников (ДКИ) в полярной ионосфере, модифицированной мощным ВЧ нагревом. Исследования проведены на частоте 38 МГц с использованием 64-лучевого панорамного риометра, расположенного на Аляске в непосредственной близости от нагревного стенда HAARP. Обсуждены результаты двух специальных нагревных кампаний, февраля и октября 2008 г., в ходе которых искусственно возмущенная ионосферная область просвечивалась излучением двух наиболее мощных ДКИ северного неба – Кассиопеи А и Лебедя А. Проанализированы особенности мерцаний ДКИ на естественных и искусственных плазменных неоднородностях френелевых масштабов F-слоя авроральной ионосферы. Определены энергетические спектры мерцаний, позволившие восстановить характерные параметры неоднородностей и поперечные к направлению на источник скорости их движения. Оценены дополнительное поглощение излучения ДКИ и возрастание электронной температуры в D-слое ионосферы, стимулированные работой мощного нагревного стенда.

1. Введение

Как известно (см., например, [1]), панорамные ВЧ риометры представляют собой радиоприемные устройства, включающие многолучевые фазированные антенные системы и выходные радиометры. Такие системы предназначены для мониторинга пространственно-временного распределения поглощения космического электромагнитного фона в нижней ионосфере. Особенно перспективным оказывается их использование в высоких широтах, где вариации поглощения носят нерегулярный характер и стимулируются эффектами высыпания энергичных частиц вблизи полярных

овалов. В настоящее время в мире существует 24 панорамных риометра, расположенных в регионах Арктики и Антарктики. Их полный перечень и основные параметры антенных систем приведены на интернет-сайте <<http://www.dcs.lancs.ac.uk/iono/cgi-bin/riometers>>.

В последние годы исследователями предпринят ряд попыток расширить круг диагностических задач, решаемых такими многолучевыми риометрами. В частности, в работах [2, 3] теоретически оценена возможность регистрации дополнительного поглощения космического фона в нижней ионосфере, обусловленного ее нагревом мощным высокочастот-

ным излучением. В работе [4] эта возможность экспериментально проверена на основе ретроспективных данных многолетних наблюдений на 49-лучевом риометре, расположенном в Килписъярви (69°03' с. ш., 20°47' в. д., Финляндия). Авторами надежно подтверждено возрастание поглощения в периоды включений нагревного стенда. В то же время полученные значения искусственно стимулированного поглощения в луче риометра, пересекающем нагревную область на высотах D-слоя, оказались на порядок ниже теоретически ожидаемых.

Увеличение апертур антенн риометров, и как следствие рост их чувствительности, позволяют в качестве пробного излучения использовать не только пространственно протяженный космический фон, но и мощные дискретные космические источники (ДКИ). Это, в дополнение к перечисленным задачам диагностики нижней ионосферы, открывает возможность наблюдения мерцаний излучения ДКИ на естественных и искусственных плазменных неоднородностях верхней ионосферы. По-видимому, впервые на проявление таких эффектов было указано в работе [5]. Авторами отмечался заметный рост флуктуаций интенсивности дискретного космического источника Кассиопея А (Cas A) в момент прохождения луча зрения на него через область повышенной турбулизации плазмы в F-слое ионосферы, стимулированной излучением мощного нагревного стенда EISCAT (69°35' с. ш., 19°14' в. д., Тромсё, Норвегия). Теоретическое и практическое развитие метода ионосферных мерцаний применительно к возможностям панорамных риометров было дано в предыдущих работах авторов настоящей статьи [6, 7]. В них было показано, что панорамные ВЧ риометры могут быть успешно использованы для систематической диагностики неоднородностей френелевых масштабов верхней ионосферы и восстановления их пространственно-временных характеристик: интенсивности, спектра размеров, а также скорости движения. Успешные проверки предложенной методики были проведены авторами с использованием ретроспективных экспериментальных данных, полученных совместно на

256-лучевом риометре Poker Flat (65°06' с. ш., 147°30' з. д.) и нагревном стенде HIPAS (64°52' с. ш., 146°51' з. д.), оба инструмента расположены на Аляске, США. Следует отметить, что эти эксперименты не носили специального характера и были использованы авторами только для демонстрации возможности диагностики ионосферы на основе регистрации излучения ДКИ с помощью риометрической антенны. В связи с введением в строй в конце 2007 г. 64-лучевого риометра Гакона (62°23' с. ш., 145°09' з. д., Аляска, США) появилась возможность целенаправленных одновременных наблюдений ионосферных мерцаний и дополнительного поглощения, стимулированных самым мощным в мире нагревным стендом HAARP (<<http://www.haarp.alaska.edu>>), расположенным в непосредственной близости от указанного риометра. Предметом настоящей статьи является теоретическое и экспериментальное исследование стимулированных эффектов мерцаний и затухания электромагнитного излучения ДКИ и космического фона с помощью многолучевого панорамного ВЧ риометра.

2. Теоретическое обоснование исследований

2.1. Наблюдение ДКИ

В соответствии с существующими представлениями (см., например [8]), в отсутствие ионосферных флуктуаций затухание $A_S(\alpha_S)$ излучения ДКИ, прошедшего плоскостойкий ионосферный плазменный слой, определяется зенитным углом источника α_S , толщиной слоя Δz и мнимой частью показателя преломления плазмы n'' :

$$I_S(\alpha_S) = I_{S0} \exp\{-A_S(\alpha_S)\} = I_{S0} \exp\left\{-2 \frac{\omega}{c} \int_{L(\alpha_S)} d\xi n''(\xi)\right\}. \quad (1)$$

Здесь I_{S0} – интенсивность, $\omega = 2\pi/f$ – циклическая частота падающего на слой излучения, c – скорость света, $L(\alpha_S)$ – наклонный

путь волны в слое. Для традиционно используемой в панорамных риометрах частоты 38 МГц во всей верхней ионосфере выполняется неравенство $\omega^2 \gg v_{en}^2, \omega_H^2$, где v_{en} – частота соударений электронов с нейтралами, ω_H – циклическая электронная гирочастота. С учетом этого неравенства выражение для n'' принимает вид [8]

$$n'' \approx \frac{2\pi e^2 N_e v_{en}}{m_e \omega^3}, \quad (2)$$

где m_e, N_e – масса и концентрация электронов. Из (2) следует, что основной вклад в интегральное затухание $A_S(\alpha_S)$ дают области высот, соответствующие максимуму произведения $N_e v_{en}$. Согласно современным представлениям основной поглощающий слой в ионосфере располагается на высотах D-области, $z \sim 60 \div 90$ км. Исходя из сравнительно небольшой толщины этого слоя, можно при оценках величины ионосферного поглощения полагать его однородным по высоте с характерными средними параметрами \bar{N}_e, \bar{v}_{en} , что приводит к достаточно компактной формуле,

$$A_S(\alpha_S) \approx \frac{4\pi e^2 \bar{N}_e \bar{v}_{en} \Delta z}{m_e c \omega^2 \cos \alpha_S}, \quad (3)$$

справедливой для всех зенитных углов источника, за исключением скользящих ($\cos \alpha_S \neq 0$).

Частота соударений электронов с нейтралами v_{en} в свою очередь связана простым соотношением с электронной температурой T_e [7]:

$$v_{en} = \pi r_n^2 N_n (3KT_e/m_e)^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь r_n, N_n – характерный радиус и концентрация нейтральных частиц, K – постоянная Больцмана. Нетрудно видеть, что в предположении о неизменности электронной концентрации N_e плазменного слоя D в процессе его ВЧ нагрева соотношения (3), (4) принци-

пиально позволяют по регистрациям дополнительного поглощения $\Delta A_S \sim \Delta v_{en}$ оценить соответствующее изменение электронной температуры ΔT_e . Очевидно, что в реальной ионосфере все газоплазменные параметры являются функциями высоты. Поэтому модель однородного D-слоя позволяет оценить лишь некоторую его эффективную температуру. Однако из-за невозможности выполнения прямых температурных измерений в этой области ионосферы риометрические оценки ΔT_e являются на сегодняшний день основным источником получения соответствующей информации.

Как оговаривалось в начале подраздела, представленные в нем рассуждения справедливы в предположении об отсутствии ионосферных флуктуаций, прежде всего, случайных изменений электронной концентрации δN_e . Согласно [9-11] указанные флуктуации наиболее сильны в области максимума F-слоя и в возмущенных ионосферных условиях могут приводить к заметным вариациям интенсивности (мерцаниям) дискретных космических источников. Тем не менее приведенный в [12] анализ показывает, что в силу выполнения закона сохранения энергии мерцания радиоисточников на неоднородностях среды не приводят к отличиям величины средней интенсивности регистрируемого излучения от ее невозмущенного значения. Это позволяет при интерпретации результатов наблюдений перейти от интенсивности I_S в детерминистской постановке, описываемой формулой (1), к средней интенсивности излучения $\langle I_S \rangle$ на основании соотношения

$$\langle I_S(\alpha_S, \psi_S) \rangle = I_{S0} \exp\{-A_S(\alpha_S, \psi_S)\}, \quad (5)$$

где ψ_S – азимут ДКИ на небесной полусфере. Далее, исходя из (5), не представляет труда оценить в каждый текущий момент времени t дополнительное поглощение $\Delta A_S \equiv A_S^{ON} - A_S^{OFF} > 0$ излучения ДКИ, связанное с ионосферным нагревом, по экспериментальным значениям средних интенсивностей $\langle I_S \rangle^{ON}$ (в присутствии нагрева), $\langle I_S \rangle^{OFF}$ (в его отсутствие):

$$\Delta A_S(\alpha_S(t), \psi_S(t)) = \ln \frac{\langle I_S(\alpha_S(t), \psi_S(t)) \rangle^{OFF}}{\langle I_S(\alpha_S(t), \psi_S(t)) \rangle^{ON}}. \quad (6)$$

Входящие в (6) текущие значения $\alpha_S(t)$, $\psi_S(t)$ зенитного угла и азимута как функции времени для каждого конкретного источника задаются законом его движения по небесной сфере.

2.2. Наблюдение космического фона

Для космического фона средняя интенсивность является интегральной характеристикой, определяемой по полному телесному углу $\Delta\Omega_j$ j -го луча приемной антенны риометра. Так, в отсутствие нагрева она описывается соотношением

$$\langle I_B \rangle_j^{OFF} = I_{0B} \int_0^\pi d\alpha \sin \alpha \times \int_{-\pi}^\pi d\psi e^{-A_B^{OFF}(\alpha, \psi)} G_j(\alpha - \alpha_j, \psi - \psi_j), \quad (7)$$

где I_{0B} – интенсивность космического фона на входе в ионосферный слой; $A_B(\alpha, \psi)$ – его затухание в слое как функция углов прихода; $G_j(\alpha - \alpha_j, \psi - \psi_j)$ – нормированная диаграмма направленности рассматриваемого j -го луча; α_j, ψ_j – угловые координаты максимума этой диаграммы. В пренебрежении изменениями поглощения невозмущенного космического фона в пределах каждого луча формула (7) упрощается:

$$\langle I_B \rangle_j^{OFF} \approx I_{0B} e^{-A_B^{OFF}(\alpha_j, \psi_j)} \Delta\Omega_j, \quad \Delta\Omega_j \equiv \int_0^\pi d\alpha \sin \alpha \int_{-\pi}^\pi d\psi G_j(\alpha - \alpha_j, \psi - \psi_j).$$

В случае ионосферного нагрева средняя интенсивность может быть представлена в форме

$$\langle I_B \rangle_j^{ON} \approx I_{0B} e^{-A_B^{OFF}(\alpha_j, \psi_j)} \int_0^\pi d\alpha \sin \alpha \times \int_{-\pi}^\pi d\psi e^{-\Delta A_B(\alpha, \psi)} G_j(\alpha - \alpha_j, \psi - \psi_j). \quad (8)$$

Исходя из малости ожидаемых значений ΔA_B (см. [2, 3]), заменим подынтегральную экспоненту ее линейным разложением. После этого (8) приобретает вид:

$$\langle I_B \rangle_j^{ON} \approx \Delta\Omega_j I_{0B} e^{-A_B^{OFF}(\alpha_j, \psi_j)} \left\{ 1 - \frac{1}{\Delta\Omega_j} \int_0^\pi d\alpha \sin \alpha \times \int_{-\pi}^\pi d\psi \Delta A_B(\alpha, \psi) G_j(\alpha - \alpha_j, \psi - \psi_j) \right\}. \quad (9)$$

Нетрудно видеть, что область интегрирования в (9) задается границами пересечения диаграмм направленностей приемной антенны риометра и нагревного стенда, $\Delta\Omega_{cross} \leq \Delta\Omega_j$. Исходя из такой оценки, соотношение $\langle I_B \rangle_j^{ON} / \langle I_B \rangle_j^{OFF}$ можно определить формулой

$$\frac{\langle I_B \rangle_j^{ON}}{\langle I_B \rangle_j^{OFF}} \approx \{1 - Q(\bar{\alpha}, \bar{\psi}) \Delta A_B(\bar{\alpha}, \bar{\psi})\}. \quad (10)$$

Здесь

$$Q(\bar{\alpha}, \bar{\psi}) \equiv \frac{\Delta\Omega_{cross}}{\Delta\Omega_j} G_j(\bar{\alpha} - \alpha_j, \bar{\psi} - \psi_j) \leq 1, \quad (11)$$

углы $\bar{\alpha} \equiv \frac{\alpha_{min} + \alpha_{max}}{2}$, $\bar{\psi} \equiv \frac{\psi_{min} + \psi_{max}}{2}$ соответствуют центральной точке области пересечения диаграмм. Заменяя приближенно в (10) выражение в фигурных скобках экспонентой, приходим к искомому определению для ΔA_B :

$$\Delta A_B(\bar{\alpha}, \bar{\psi}) = \frac{1}{Q(\bar{\alpha}, \bar{\psi})} \ln \frac{\langle I_B \rangle_j^{OFF}}{\langle I_B \rangle_j^{ON}}.$$

Из формулы (10) следует, что дополнительное поглощение космического фона определяется уровнем ионосферного нагрева в средней точке области пересечения диаграмм направленности антенны риометра и нагревного стенда. Поэтому при неизменных условиях нагрева величина ΔA_B должна оставаться постоянной во времени. В противоположность ей аналогичная характеристика для ДКИ (формула (6)) изменяется по мере движения источника через диаграмму направленности нагревной антенны. Можно ожидать, что при прохождении луча зрения на источник через центр возмущенной области ($\alpha_s \approx \bar{\alpha}$) значения ΔA_B и ΔA_S должны становиться близкими друг к другу.

2.3. Определение температуры электронов в нижней ионосфере, модифицированной ВЧ нагревом

Указанная характеристика может быть определена по регистрациям интенсивности ДКИ в период его прохождения через нагревную область, исходя из формул (3), (4), (6). Действительно, согласно (4)

$$v_{en}^{ON} / v_{en}^{OFF} = \sqrt{T_e^{ON} / T_e^{OFF}}. \quad (12)$$

Полагая далее, что ВЧ нагрев нижней ионосферы приводит лишь к росту температуры электронов, но не изменяет их среднюю концентрацию, нетрудно из (3), (12) получить аналитическую связь дополнительного поглощения с изменениями электронной температуры:

$$\begin{aligned} \Delta A_S(\alpha_s) &\approx \frac{4\pi e^2 \bar{N} (\bar{v}^{ON} - \bar{v}^{OFF}) \Delta z}{m c \omega^2 \cos \alpha_s} = \\ &= \frac{4\pi e^2 \bar{N} \bar{v}^{OFF} \Delta z}{m c \omega^2 \cos \alpha_s} \left(\sqrt{\frac{T_e^{ON}}{T_e^{OFF}}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Обращая соотношение (13), приходим к искомой формуле для оценки изменения электронной температуры в процессе ионосферного нагрева:

$$\frac{T_e^{ON}}{T_e^{OFF}} = \left[1 + \frac{\Delta A_S(\alpha_s) f^2 \cos \alpha_s}{2.7 \cdot 10^2 \bar{N} \bar{v}^{OFF} \Delta z} \right]^2. \quad (14)$$

Здесь T измеряется в кельвинах, N – в см^{-3} , v и f – в с^{-1} , Δz – в км.

2.4. Эффект мерцаний

Флуктуации интенсивности излучения дискретных космических радиоисточников, $\delta I_S(t) = I_S(t) - \langle I_S \rangle$, принято характеризовать их энергетическими спектрами $S(f)$ и индексами мерцаний β^2 [9-11]:

$$S(f) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt (\delta I_S(t) / \langle I_S \rangle) e^{-i2\pi f t} \right|^2,$$

$$\beta^2 = \left\langle \left(\delta I_S(t) / \langle I_S \rangle \right)^2 \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df.$$

В случае слабых мерцаний ($\beta^2 \ll 1$) их энергетический спектр $S(f)$ связан с пространственным спектром $\Phi_N(\vec{k})$ флуктуаций электронной концентрации ионосферы $\delta N_e / \langle N_e \rangle$ известным соотношением (см. [9-11]):

$$\begin{aligned} S(f) &= \frac{(2\pi)^4 f^4 \Delta z}{f_0^2 c^2 V_{\perp} \cos \alpha_s} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dk_{y'} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{(\kappa_x^2 + \kappa_{y'}^2) z_m}{k_0 \cos \alpha_s} \right) \right\} \times \\ &\times \Phi_N(\kappa_{x'}, \kappa_{y'}, \kappa_{z'} = 0) \Big|_{\kappa_{x'} = (2\pi f / V_{\perp})}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь f_0 – частота падающего излучения, f_{pm} – значение плазменной частоты в максимуме F-слоя. Начало системы координат совмещено с приемным пунктом; ось z' на-

правлена на источник, образуя с вертикальной осью z угол α_s . При выводе (15) использованы предположение о малости толщины Δz ионосферного слоя по сравнению с высотой его максимума z_m , а также модель “замороженного” переноса неоднородностей поперек луча зрения с постоянной скоростью \vec{V}_\perp . Для упрощения формулы направление координатной оси x' выбрано совпадающим с направлением вектора \vec{V}_\perp . Наиболее распространенной аппроксимацией пространственного спектра Φ_N для F-слоя ионосферы является следующая (анизотропная степенная модель [9-11]):

$$\Phi_N(k_h, \bar{k}_t) \sim (\kappa_h^2 l_h^2 + \kappa_t^2 l_t^2)^{-p/2}. \quad (16)$$

Здесь l_h и l_t – масштабы неоднородностей вдоль и поперек геомагнитного поля \vec{H}_0 соответственно. Отношение $l_h/l_t \gg 1$ имеет смысл коэффициента анизотропии.

Соотношение (15) широко используется в литературе для определения модельных параметров ионосферных неоднородностей. В частности, по частоте $f_{Fr} \sim V_\perp / \sqrt{\lambda r_0}$ характерного излома спектра $S(f)$ (здесь λ – длина волны, r_0 – наклонная дальность до ионосферного слоя) оценивается частота френелевых мерцаний и поперечная к лучу зрения скорость движения неоднородностей V_\perp . По асимптотической спектральной зависимости регистрируемого излучения $S(f \geq f_{Fr}) \sim f^{-(p-1)}$ определяется показатель степени p пространственного спектра неоднородностей (16).

3. Результаты эксперимента

Представленные ниже экспериментальные результаты были получены в ходе двух специальных измерительных кампаний, проведенных соответственно 21 февраля и 30 октября 2008 г. В первой из них нагревный стенд HAARP излучал вертикально вверх мощную волну “O”-поляризации на частоте 3.3 МГц. Режим работы состоял из чередования 5-минутных включений (“ON”) и таких же пауз

(“OFF”). Полная длительность циклов переключений составляла 50 мин (с 23:10 до 24:00 UT). Во второй кампании диаграмма направленности нагревного стенда HAARP была ориентирована в направлении $\alpha = 24^\circ$, $\Psi = 130^\circ$, по-прежнему излучалась волна “O”-поляризации, но уже в режиме 9 мин “ON”, 6 мин “OFF”. Частота нагрева, исходя из ионосферных условий, была выбрана 3.4 МГц. Полная длительность циклов переключений составляла 60 мин (с 01:03 до 02:03 UT). В обеих кампаниях в качестве регистрирующего устройства использовался 64-лучевой панорамный риометр, расположенный в непосредственной близости от стенда HAARP в пос. Гакона. Диаграмма направленности этого риометра изображена на рис. 1 в координатах α, ψ .

В матричной нумерации лучей риометра (m, n) индекс m соответствует номеру столбца, отсчитываемому с востока на запад, n – номеру строки, отсчитываемому с севера на юг. Здесь же показан полюс мира P и траектории движения (штриховые линии) 4-х наиболее интенсивных ДКИ северного полушария: Кассиопеи А (Cas A), Лебеда А (Cyg A), Краба А (Tau A), Девы А (Vir A). Окружность в центре диаграммы изображает контур по уровню половинной мощности главного лепестка HAARP при его ориентации в зенитном направлении, что имело место в эксперименте 21.02.2008 г. В это время производилась синхронная регистрация излучений источника Cas A и космического фона в четырех центральных лучах риометра, в которых, как можно видеть из рис. 1, выполнялись одинаковые условия нагрева. При этом в лучах $(m=4; n=5)$, $(m=5; n=5)$ наблюдалось последовательное прохождение ДКИ Cas A, в лучах $(m=4; n=4)$, $(m=5; n=4)$ синхронно с этим регистрировался космический фон. Окружность, отмеченная серой заливкой и практически полностью перекрывающаяся с лучом риометра $(m=3; n=5)$, соответствует условиям нагрева 30.10.2008 г. в период прохождения через этот луч ДКИ Cyg A. Параметры излучения нагревного стенда HAARP в ходе обсуждаемых измерительных кампаний приведены в таблице.

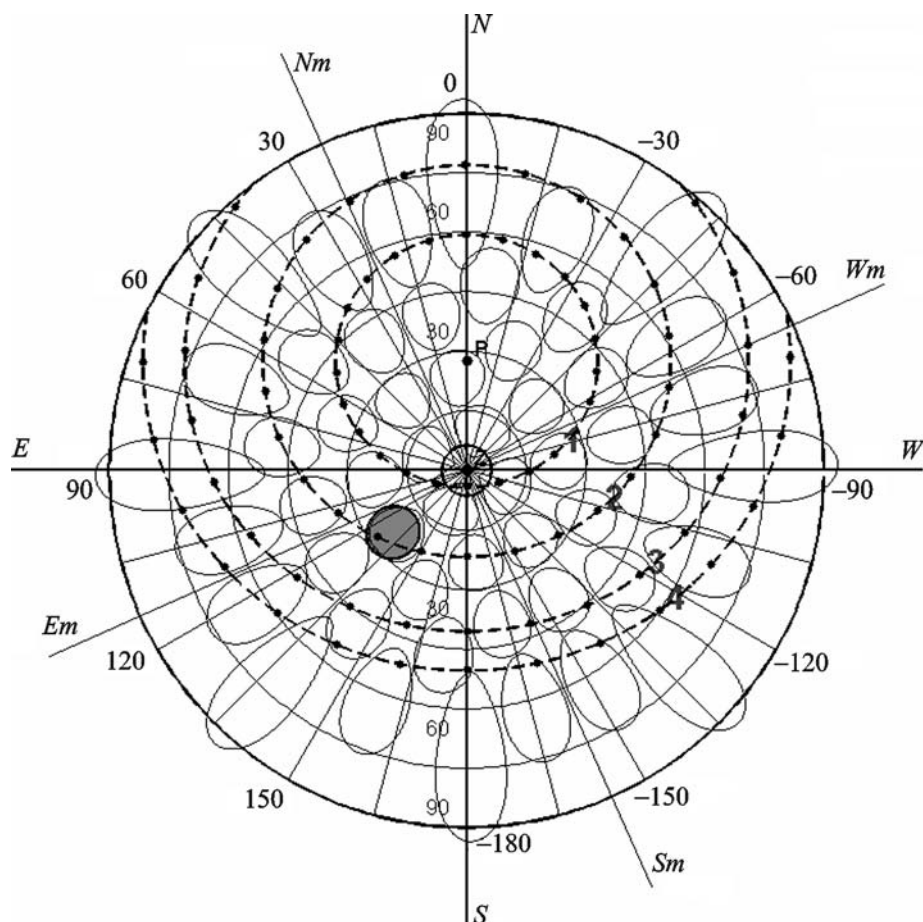


Рис. 1. Диаграмма направленности панорамного ВЧ риометра (пос. Гакона, Аляска); 1 – Cas A, 2 – Cyg A, 3 – Tau A, 4 – Vir A

Методика обработки временных записей интенсивности $I(t)$ в лучах риометра полностью совпадала с описанной в работе [7]. Единственное отличие состояло в способе определения средней интенсивности $\langle I(t) \rangle$. Данная характеристика считалась постоянной в пределах каждого интервала “ON” или “OFF” и относилась к его центру. Затем через эти центры проводились сглаживающие кривые,

которые можно сопоставлять вероятному поведению кривых $\langle I(t) \rangle$ в непрерывных режимах “ON” и “OFF”.

3.1. Измерительная кампания 21.02.2008 г.

Результаты первичной обработки записей излучения Cas A в этот день в луче ($m = 5; n = 5$) на временном интервале 23:10 – 24:00 UT представлены на рис. 2, а. Синхронные ре-

Таблица. Параметры излучения стенда HAARP в нагревных кампаниях 2008 г.

Дата	Режим излучения	Время UT	Частота, МГц	Поляризация	Ориентация луча
21.02.2008	5 мин “ON”, 5 мин “OFF”	23:10–24:00	3.3	“O”	$\alpha = \psi = 0$
30.10.2008	9 мин “ON”, 6 мин “OFF”	01:18–02:03	3.4	“O”	$\alpha = 24^\circ; \psi = 130^\circ$

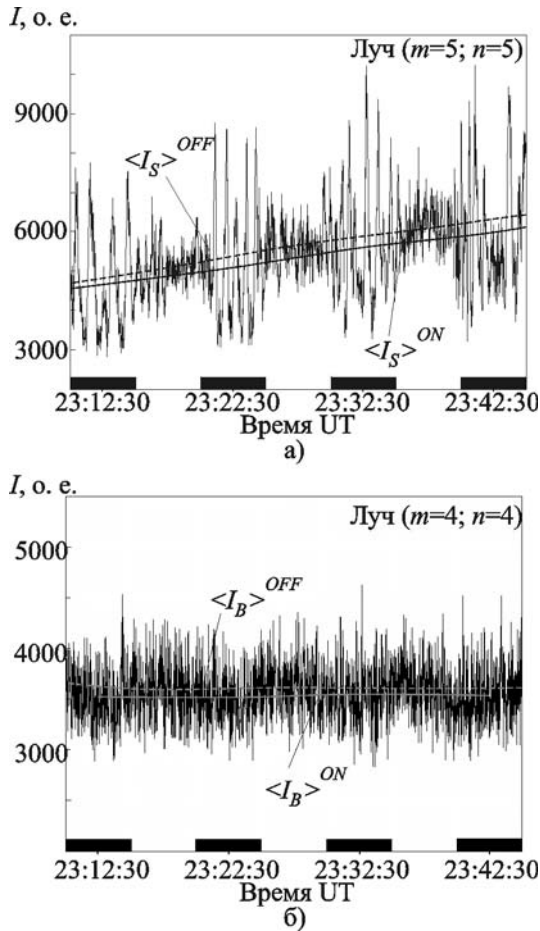


Рис. 2. Результаты первичной обработки временных записей излучения ДКИ Cas A (а) и космического фона (б) в наблюдениях 21.02.2008 г.

зультаты для космического фона в луче ($m=4; n=4$) приведены на рис. 2, б. Значения интенсивностей $I(t)$ вдоль оси ординат отложены в относительных единицах, соответствующих отсчетам АЦП.

Рис. 3 и рис. 4 иллюстрируют радиофизические эффекты, связанные с высокочастотным нагревом F-области ионосферы в тех же регистрациях 21.02.2008 г. В частности, рис. 3 демонстрирует заметный рост крутизны спектральной кривой мерцаний источника, полученной усреднением по всем участкам “ON” на временном интервале 23:10 – 24:00 UT, по сравнению с аналогичной кривой для интервалов “OFF”.

Этот рост очевидным образом связан с возрастанием в период нагрева более чем на порядок спектральных составляющих вблизи частоты $f \sim f_{Fr}$, обусловленных ионосферными неоднородностями френелевых масштабов, при неизменном уровне более высокочастотных компонент. Примерно в таком же соотношении находятся и интегральные индексы мерцаний β^2 для режимов “ON” и “OFF”. Обращает на себя внимание также неизменность в процессе всего эксперимента френелевой частоты ($f_{Fr}^{ON} = f_{Fr}^{OFF}$), что свидетельствует о постоянстве скорости поперечного к лучу зрения движения неоднородностей независимо от работы нагревного стенда ($V_{\perp}^{ON} = V_{\perp}^{OFF}$).

На рис. 4 приведена зависимость индекса мерцаний излучения Cas A от времени в период движения луча зрения на источник через возмущенную область. Интервалы включения нагрева выделены на шкале времени темной заливкой. На рисунок нанесена также диаграмма направленности нагревного стенда HAARP, $G_{Heat}(\alpha = \alpha_s(t))$, которая может быть использована при сопоставлении уровня мерцаний излучения ДКИ с интенсивностью ионосферного нагрева.

Рис. 5 иллюстрирует эффекты, возникающие под действием ВЧ нагрева в D-области ионосферы. В частности, гистограмма и сглаживающая ее штриховая линия изображают зависимость дополнительного поглощения ΔA_S излучения ДКИ Cas A от времени в процессе движения ДКИ через нагревную область. Пунктирной линией показан усредненный по всем интервалам “ON” уровень космического фона $\Delta \bar{A}_B$, сплошной – диаграмма направленности нагревного стенда HAARP. На рисунок нанесены также два ряда значений температур электронов T_e^{ON} , рассчитанных по формуле (14) для соответствующих интервалов нагрева. При расчете верхнего ряда в качестве невозмущенных значений температуры электронов D-слоя ионосферы были выбраны величины $T_e^{OFF} = 200$ К, нижнего – 300 К. При определении поправочного множителя Q на основании соотношения (11) входящие в него параметры были оценены следующими

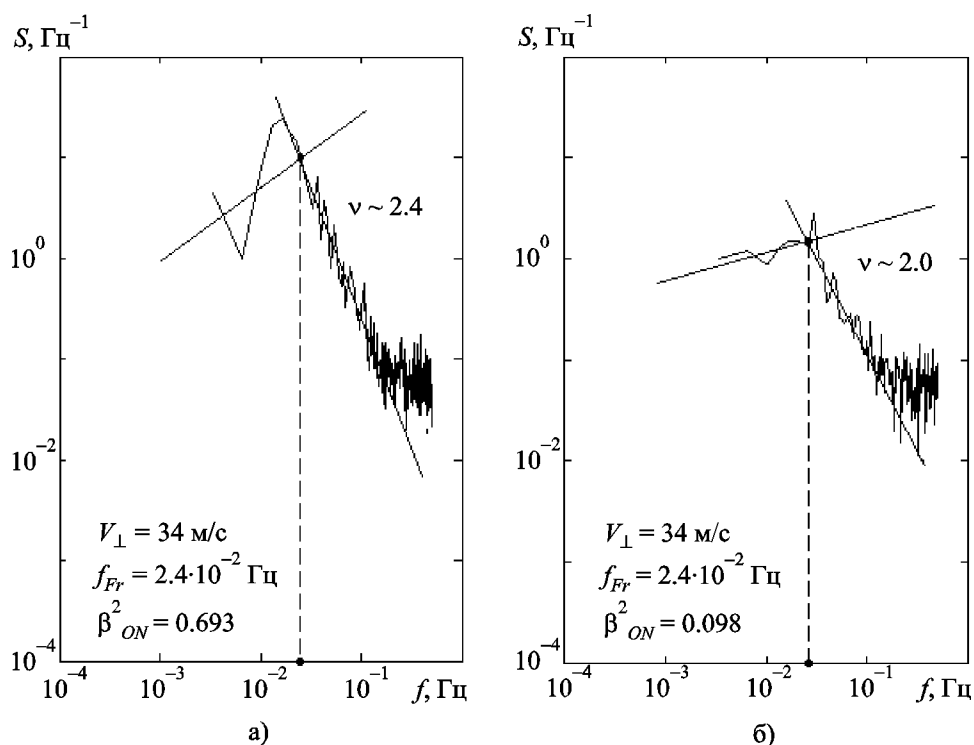


Рис. 3. Спектры мерцаний излучения ДКИ Cas A, усредненные по “ON” (а) и “OFF” (б) интервалам активности нагревного стэнда в наблюдениях 21.02.2008 г., 23:10–24:00 UT, луч ($m = 5$; $n = 5$)

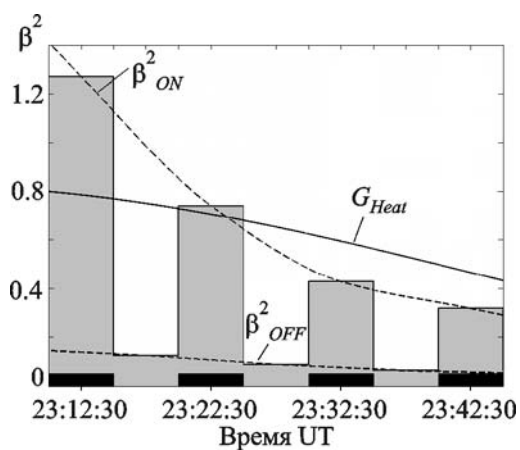


Рис. 4. Зависимость индекса мерцаний излучения ДКИ Cas A от времени в наблюдениях 21.02.2008 г. Интервалы нагрева выделены на шкале времени темной заливкой

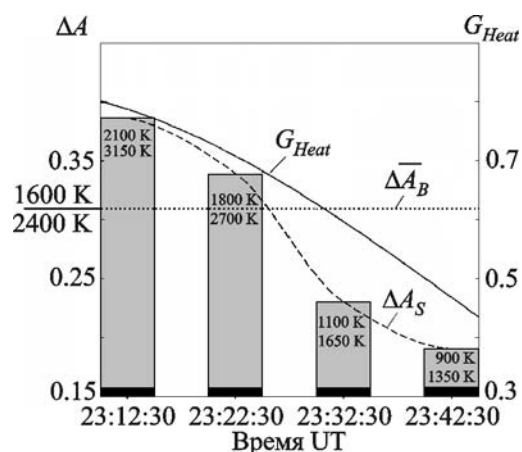


Рис. 5. Зависимость величины дополнительного поглощения излучения ДКИ Cas A от времени в наблюдениях 21.02.2008 г.

величинами: $\bar{\alpha} = 5^\circ$, $\alpha_j = 10^\circ$, $\bar{\psi} - \psi_j = 0$, $G_j(5^\circ, 0) = 0.6$, $\Delta\Omega_{cross}/\Delta\Omega_j = 0.1$.

Как можно видеть из рисунка, кривая ΔA_S пересекает уровень ΔA_B в области зенитных углов, близких к $\bar{\alpha}$, что находится в хорошем согласии с теоретическими предпосылками раздела 2. Обращает на себя внимание также достаточно высокий уровень дополнительного поглощения космического фона, $\Delta A_B \approx 0.312$. Это значение значительно превышает теоретические оценки работ [2, 3] и тем более экспериментальные [4]. Наиболее вероятная причина такого различия состоит в том, что благодаря введению поправочного множителя Q наша оценка характеризует истинное среднее поглощение в области ионосферного нагрева, формируемой пересечением диаграмм направленностей нагревного стенда и приемной антенны. Оценки же [2-4] характеризуют так называемое риометрическое поглощение, среднее по полному телесному углу луча риометра, в общем случае значительно превышающему область его пересечения с зоной ионосферного нагрева.

3.2. Измерительная кампания 30.10.2008 г.

Результаты первичной обработки записей излучения ДКИ Суг А в этот день в луче ($m = 3$; $n = 5$) на временном интервале 01:03 – 02:03 UT представлены на рис. 6. В отличие от измерительной кампании 21.02.2008 г. выб-

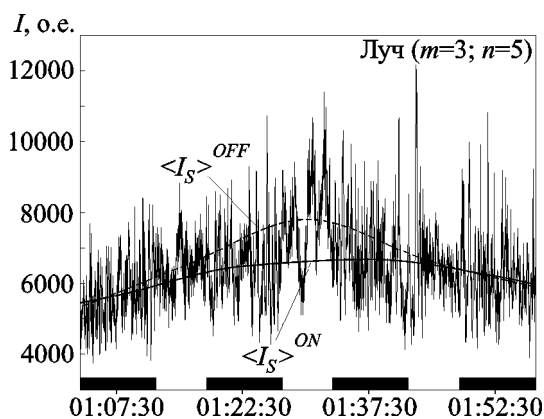


Рис. 6. Результаты первичной обработки временных записей излучения ДКИ Суг А в наблюдениях 30.10.2008 г.

ранная в этом цикле измерений ориентация луча стенда НААРП не позволяла производить синхронные регистрации нагревных эффектов по космическому фону.

Рис. 7 иллюстрирует модификацию спектров мерцаний излучения Суг А, обусловленную высокочастотным нагревом F-области ионосферы. Обращает на себя внимание тот факт, что в этот день, в отличие от 21.02.2008 г., крутизна спектральных кривых, а также спектральные плотности на френелевых частотах в периоды включений стенда слабо отличаются от своих значений в отсутствие нагрева. Основной результат модификации проявляется в увеличении частоты френелевых мерцаний ($f_{Fr}^{ON} > f_{Fr}^{OFF}$), т. е. в возрастании поперечной к лучу зрения составляющей скорости движения неоднородностей ($V_{\perp}^{ON} > V_{\perp}^{OFF}$). Это в свою очередь приводит к росту индекса мерцаний примерно в 1.5 раза за счет усиления вклада неоднородностей с масштабами больше френелевого.

Гистограмма и сглаживающая кривая на рис. 8 демонстрируют зависимость дополнительного поглощения ΔA_S излучения ДКИ Суг А в процессе прохождения луча зрения на источник через область ВЧ нагрева в нижней ионосфере. Сплошной кривой изображена диаграмма направленности нагревного стенда НААРП. На столбцах гистограммы приведены также два ряда значений температур электронов T_e^{ON} , рассчитанных по формуле (14) для соответствующих интервалов нагрева. Как и на рис. 5, верхний ряд отвечает невозмущенным значениям температуры электронов D-слоя ионосферы $T_e^{OFF} = 200$ К, нижний – 300 К.

Можно видеть, что эффекты модификации нижней ионосферы в этом цикле измерений выражены заметно слабее и проявляются лишь в узкой окрестности максимума диаграммы направленности нагревного стенда.

Слабость эффектов модификации верхней ионосферы в измерительной кампании 30.10.2008 г. по сравнению с кампанией 21.02.2008 г. обусловлена, вероятнее всего, существенным отклонением луча нагревного стенда от вертикали и от магнитного зенита. Этот результат может рассматриваться в ка-

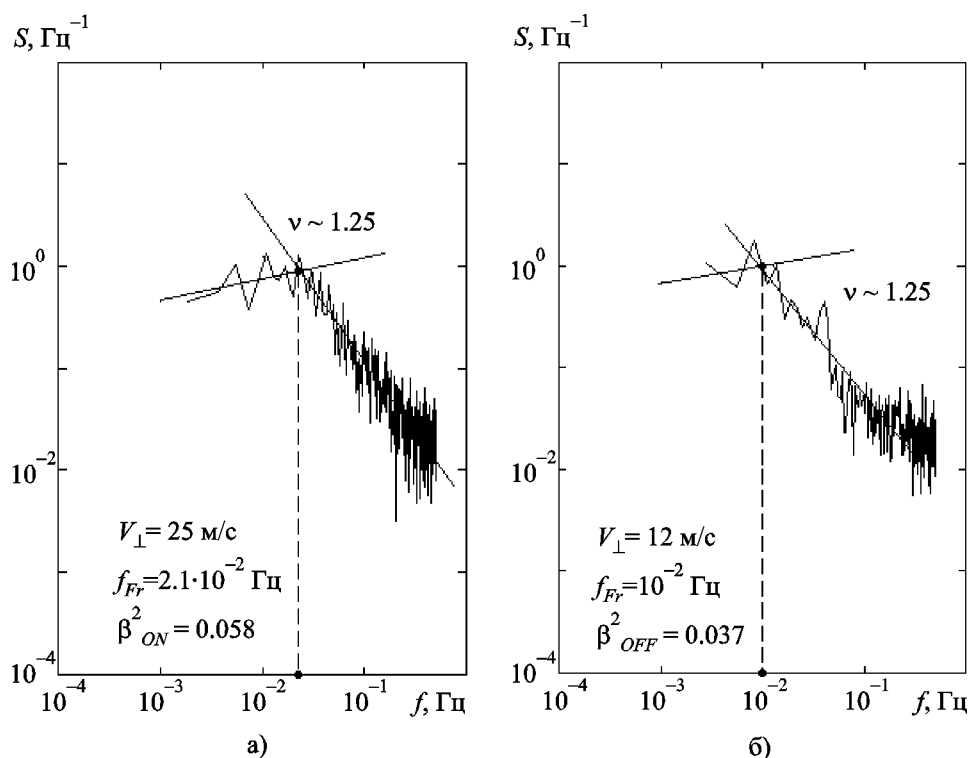


Рис. 7. Спектры мерцаний излучения ДКИ Суг А, усредненные по “ON” (а) и “OFF” (б) интервалам активности нагревного стенда в наблюдениях 30.10.2008 г., 00:57–02:03 UT, луч ($m = 3$; $n = 5$)

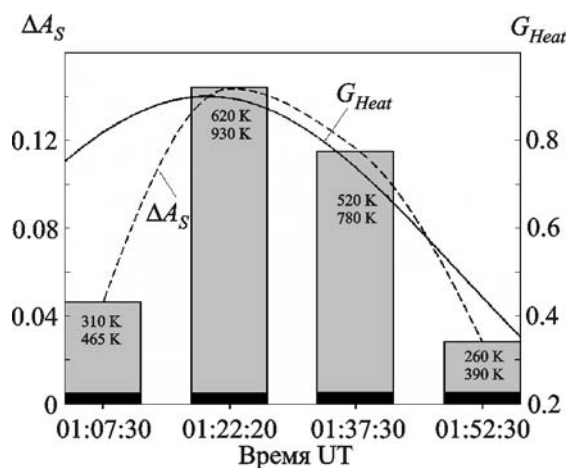


Рис. 8. Зависимость величины дополнительного поглощения излучения ДКИ Суг А от времени в наблюдениях 30.10.2008 г.

честве определенного подтверждения теоретических моделей (см., обзор [13]) эффективности развития нагревной турбулентности в гиротропной верхней ионосфере. Что касается ослабления воздействия нагревного излучения на нижнюю ионосферу, то оно может объясняться тем, что при наклонном падении мощной волны ее поглощение происходит в большей оптической толще, чем при вертикальном. Это в свою очередь приводит к менее эффективному нагреву электронов D-слоя.

4. Выводы

Таким образом, целенаправленные эксперименты по радиопросвечиванию ионосферы излучением дискретных космических источников с использованием в качестве приемного устройства панорамного ВЧ риометра позволяют диагностировать искусственные возмущения, возникающие под действием мощного

электромагнитного нагрева как в нижней, так и верхней ионосфере. Основные выводы проведенного нами исследования состоят в следующем.

1. В нижней ионосфере на высотах D-слоя во время сеансов нагрева средняя интенсивность излучения ДКИ претерпевает дополнительное поглощение, которое является следствием увеличения температуры электронов, приводящего к росту частоты их соударения с нейтралами. В предположении о неизменности электронной концентрации в области нагрева по измерению дополнительного поглощения удастся оценить возрастание электронной температуры внутри возмущенной области вдоль траектории движения ДКИ по небесной сфере. Учитывая высокоширотное расположение нагревного стенда HAARP и совмещенного с ним панорамного ВЧ риометра, измерения дополнительного поглощения и оценки эффектов нагрева D-области можно проводить систематически, используя диагностическое излучение наиболее мощных ДКИ северного неба Cas A и Cyg A. Для проведения таких экспериментов необходимо синхронизировать время нагрева с интервалом прохождения ДКИ через выбранный луч диаграммы направленности панорамного риометра, ориентируясь при этом антенну нагревного стенда в направлении пересечения этим лучом высот D-области. Поскольку траектории движения источников по небесной сфере точно известны для любых времен года и суток, подходящие для таких измерений сеансы нагрева легко совмещать с программами других экспериментов по модификации ионосферы.

2. Исследуя эффект мерцаний излучения ДКИ на стимулированной плазменной турбулентности верхней ионосферы, можно диагностировать пространственно-временные характеристики неоднородностей френелевых масштабов (~1 км) на высотах F-слоя. Мощное электромагнитное воздействие на этих высотах проявляется в росте интенсивности неоднородностей, “укручении” их пространственного спектра, а в ряде случаев приводит и к увеличению скорости их движения. Многолепестковая диаграмма направленности панорамного риометра позволяет по одновременной регистрации излу-

чения нескольких пространственно-разнесенных ДКИ сопоставлять характеристики ионосферных неоднородностей в невозмущенной и искусственно модифицированной ионосфере.

3. Систематический непрерывный мониторинг эффекта мерцаний излучения ДКИ с помощью ВЧ риометра независимо от нагревных кампаний дает возможность контролировать природные вариации ионосферных неоднородностей в высокоширотной ионосфере, не прибегая к спутниковым и радарным методам.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. Г. Галушко за полезные советы и дискуссии при интерпретации результатов, а также А. С. Кашеева за участие в обработке данных риометрических наблюдений. Статья подготовлена в соответствии с планами ведомственной НИР РИ НАН Украины “Ятаган” и Договором (от 07.07.2008 г.) о научном сотрудничестве между Радиоастрономическим институтом НАН Украины и Геофизическим институтом Аляскинского университета (г. Фейербэнкс). Работы частично поддержаны также финансированием по НИР “Шпицберген”, выполняемой по Постановлению Бюро Президиума НАН Украины № 360 от 28.12. 2007 г., и партнерским проектом НТЦУ Р-330.

Литература

1. D. L. Detrick, and T. J. Rosenberg. A phased-array radiowave imager for studies of cosmic noise absorption // *Radio Sci.* – 1990. – Vol. 25. – P. 325-338.
2. А. Б. Пашин, А. Л. Котиков, М. Л. Пудовкин. Численное моделирование аврорального поглощения в искусственно возмущенной ионосфере // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2003. – Т. 43. – С. 59-62.
3. C.-F. Enell, A. Kero, E. Turunen, Th. Ulich, P. T. Veronen, A. Seppala, S. Marple, F. Honary, and A. Senior. Effects of D-region heating studied with the Sodankyla Ion Chemistry model // *Ann. Geophys.* – 2005. – Vol. 23. – P. 1575-1583.
4. A. Kero, C.-F. Enell, Th. Ulich, E. Turunen, M. T. Rietveld, and F. H. Honary. Statistical signature of active D-region HF heating in IRIS riometer data from 1994-2004 // *Ann. Geophys.* – 2007. – Vol. 25. – P. 407-415.
5. F. H. Honary, S. Marple, and A. Kavanagh. Heater-induced Scintillation // *Proc. of 20th Anniversary Symposium on Ionospheric Interactions in Tromsø,*

- EISCAT Scientific Association. – Ramfjordmoen (Norway). – 2000.
6. В. Г. Безродный, Б. Воткинс, В. Г. Галушко, К. Гровс, А. С. Кашеев, О. В. Чаркина, Ю. М. Ямпольский. Наблюдение ионосферных мерцаний дискретных космических источников с помощью панорамного ВЧ риометра // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №3. – С. 242-260.
 7. V. G. Bezrodny, O. V. Charkina, V. G. Galushko, K. Groves, A. S. Kashcheyev, B. Watkins, Y. M. Yampolski, and Y. Murayama. Application of an imaging HF riometer for the observation of scintillations of discrete cosmic sources // Radio Sci. – 2008. – Vol. 43, RS 6007, doi:10.1029/2007RS003721.
 8. K. Davies. Ionospheric radio. – London: Peter Peregrinus LTD, 1989. – 580 p.
 9. R. K. Crane. Ionospheric Scintillation // Proc. IEEE. – 1977. – Vol. 65, No. 2. – P. 180-204.
 10. V. P. Bovkoon, I. N. Zhouck. Scintillations of cosmic radio sources in the decametre waveband // Astrophys. Space Sci. – 1981. – Vol. 79. – P. 165-180.
 11. Б. Н. Гершман, Л. М. Ерухимов, Ю. Я. Яшин. Волновые явления в ионосферной и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 392 с.
 12. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. – М.: Наука, 1978. – 463 с.
 13. А. В. Гуревич. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. – 2007. – Т. 177, №11. – С. 1145-1177.

Дослідження стимульованих іоносферних мерехтінь та поглинання випромінювання дискретних космічних джерел за допомогою панорамного ВЧ ріометра

В. Г. Безродний, О. В. Чаркіна, Ю. М. Ямпольський, Б. Воткінс, К. Гровс

Розглядаються ефекти посилення дисипативного поглинання та зростання інтенсивності мерехтінь випромінювання дискретних космічних джерел (ДКД) у полярній іоносфері, модифікованій потужним ВЧ нагріванням. Дослідження виконано на частоті 38 МГц з використанням 64-променевого панорамного ріометру, розташованого на Алясці поряд з нагрівним стендом HAARP. Обговорено результати двох спеціальних нагрівних кампаній, лютого та жовтня 2008 р., у перебігу яких штучно

збурена іоносферна область просвічувалася випромінюванням двох найпотужніших ДКД північного неба – Кассіопеї А та Лебедя А. Проаналізовано особливості мерехтінь ДКД на природних та штучних плазмових неоднорідностях френелевих масштабів F-шару авроральної іоносфери. Визначено енергетичні спектри таких мерехтінь, що дозволило відновити характерні параметри неоднорідностей та поперечні до напрямку на джерело швидкості їх руху. Оцінено додаткове поглинання випромінювання ДКД та зростання електронної температури у D-шарі іоносфери, стимульовані роботою потужного нагрівного стенду.

Stimulated Ionospheric Scintillations and Absorption of Discreet Cosmic Sources Radiation Investigated with an Imaging HF Riometer

V. G. Bezrodny, O. V. Charkina, Y. M. Yampolski, B. Watkins, and K. Groves

The effects of enhanced dissipative absorption and increase of scintillation intensity for discreet cosmic sources (DCS) radiation in the polar ionosphere modified by the powerful HF heating have been considered. The investigations have been performed at 38 MHz with the use of the 64-beam riometer located at Alaska in immediate proximity to the HAARP heater. The results of two special heating campaigns of February and October 2008 when the artificially disturbed ionosphere domain was penetrated by the radiation from the two most powerful in the northern sky DCSs, namely Cassiopeia A and Cygnus A, have been discussed. The characteristic features of DCS scintillations induced by natural and artificial inhomogeneities of a Fresnel size in the F-layer of the polar ionosphere have been analyzed. The power spectra of the scintillations have been determined. They allowed recovering the characteristic parameters of the referred inhomogeneities and their motion velocity transverse to the source direction. The additional absorption of DCS radiation and the electron temperature increase in the D-region due to a powerful heater operation are estimated.