

Поляризационный мониторинг шумановских резонансов в Антарктике и восстановление характеристик мировой грозовой активности

**А. В. Колосков, В. Г. Безродный, О. В. Буданов,
В. Е. Пазнухов, Ю. М. Ямпольский**

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

Статья поступила в редакцию 13 июля 2004 г.

В работе представлены результаты непрерывных поляризационных измерений горизонтальных магнитных компонент СНЧ полей, выполненных авторами на Украинской антарктической станции “Академик Вернадский” в период 2001-2003 гг. Разработаны теоретические алгоритмы решения прямой и обратной задач поляризационной диагностики полей шумановских резонансов, возбуждаемых мировой грозовой активностью в гиротропной полости Земля–ионосфера. На основе указанных алгоритмов проведена интерпретация экспериментальных данных. Восстановлены суточные зависимости уровней активности основных мировых грозовых центров, характерные для каждого из четырех периодов годового солнечного цикла всех трех лет наблюдений. Проанализирован сезонный ход среднесуточных значений уровней активности грозовых центров и параметра гиротропии резонансной полости Земля–ионосфера за тот же период.

1. Введение

Начиная с мая 2001 г. систематические наблюдения в СНЧ диапазоне осуществляются сотрудниками Радиоастрономического института НАН Украины (РИ НАНУ) на Украинской антарктической станции “Академик Вернадский” (бывшей британской станции “Фарадей”, $65^{\circ}14'$ ю. ш., $64^{\circ}15'$ з. д.), расположенной на островах Аргентинского архипелага вблизи от Антарктического полуострова. Бесспорным преимуществом СНЧ наблюдений в Антарктике является практически полное отсутствие здесь местных грозовых и промышленных помех, существенно затрудняющих и даже делающих подчас невозможными такие наблюдения в других регионах мира. Измерения обеспечиваются Украинским антарктическим центром и выполняются в рамках Го-

сударственной программы антарктических исследований Украины по научному направлению “Изучение физики верхней атмосферы и ближнего космоса”.

Одним из направлений проводимых исследований является изучение свойств природного электромагнитного СНЧ шума, возбуждаемого мировой грозовой активностью в глобальном резонаторе Земля–ионосфера, а также восстановление на основе результатов этих наблюдений характеристик грозовой активности и самой резонансной полости. Изложение полученных результатов начато авторами в работах [1-3]. В [1] выполнен детальный литературный обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований в указанном направлении; разработана приближенная аналитическая модель полей шумановских резонансов (ШР), возбуждаемых

в гиротропной полости Земля–ионосфера совместным действием произвольного числа мировых грозových центров; изучена количественная и качественная связь характеристик магнитной поляризации резонансных полей с параметрами гиротропного резонатора. В работе [2] приведены результаты локации одиночных сверхмощных молниевых разрядов, выполненной путем синхронных многопозиционных измерений горизонтальных магнитных компонент СНЧ полей в диапазоне ШР. Интерпретация экспериментальных данных проведена на основе теоретической модели [1].

Целями настоящей работы являются экспериментальное изучение суточных и сезонных вариаций характеристик магнитной поляризации стационарного электромагнитного шума, возбуждаемого мировой грозовой активностью на частотах ШР; разработка алгоритмов решения обратной задачи и восстановление с их помощью параметров мировой грозовой активности и гиротропной полости Земля–ионосфера на основе проведенного авторами трехлетнего цикла поляризационных измерений 2001–2003 гг. Предварительные результаты указанных исследований коротко изложены в публикации [3].

2. Аппаратура и методика сбора данных

В первом годовом цикле измерений (май 2001 г. – январь 2002 г.) регистрация двух горизонтальных магнитных компонент СНЧ полей на УАС “Академик Вернадский” производилась с использованием СНЧ приемника, разработанного в РИ НАН Украины [4]. С февраля 2002 г. аналогичные наблюдения осуществляются двухканальным магнитометрическим комплексом LEM112A, изготовленным Львовским центром института космических исследований НАНУ – НКАУ. Комплекс состоит из двух идентичных магнитных датчиков индукционного типа и компьютерной системы регистрации. Датчики позволяют проводить измерения вариаций магнитного

поля в диапазоне частот $0.03 \div 300$ Гц. Хотя частоты основных ШР не превышают 40 Гц, выбор столь широкой полосы регистрации обусловлен необходимостью решения и ряда других задач, в частности, локации сверхмощных молниевых разрядов [2] и обнаружения в Антарктике гармоник частот 50 и 60 Гц, излучаемых линиями электропередач других континентов [3]. Отсчет всемирного времени UT производится в системе UTC (Coordinated Universal Time). Синхронизация времени обеспечивается системой GPS. Сигналы регистрируются в цифровом виде. Для уменьшения возможных паразитных наводок комплекс размещен на расстоянии около полукilометра от основных зданий станции. Система компьютерной регистрации находится в ОНЧ павильоне. Сенсоры установлены на металлических опорах, забетонированных в скальный грунт вблизи павильона. Сверху они накрыты колпаками, которые защищают их от внешних атмосферных воздействий. Датчики расположены в горизонтальной плоскости и ориентированы в двух ортогональных направлениях: один – вдоль географического меридиана (канал юг-север, ЮС), другой – перпендикулярно к меридиану (канал запад-восток, ЗВ). Система дает ряды записей двух горизонтальных компонент СНЧ шумов. Регистрация осуществляется суточными файлами. Началу каждой новой реализации отвечает 00:00 UT, концу – 24:00 UT. Непрерывная регистрация данных производится на протяжении календарной недели. Вблизи 24:00 UT каждого воскресенья запись приостанавливается на 30 мин для сбрасывания данных в цифровой архив реализаций на CD.

3. Обработка результатов наблюдений

Для обработки записей использовался стандартный пакет прикладных программ MatLab. Обработка осуществлялась в два этапа. На первом суточная реализация в обоих каналах, x (ЮС) и y (ЗВ), разбивалась на интервалы по 10 мин, для каждого

из которых рассчитывались усредненные энергетические, S_{xx} , S_{yy} , и взаимные, S_{xy} , спектры согласно алгоритму

$$S_{ik}(f) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \tilde{H}_i^{(p)}(f) \tilde{H}_k^{(p)*}(f), \quad (1)$$

где $i, k = x, y$. Входящие в (1) комплексные “мгновенные” спектры $\tilde{H}_{i,k}^{(p)}(f)$ ортогональных составляющих магнитного поля, соответствующие временным интервалам $(p-1)T \leq t \leq pT$, $p=1, 2, \dots, N$, определялись на основании соотношения

$$\tilde{H}_{i,k}^{(p)}(f) = \frac{1}{T} \int_{(p-1)T}^{pT} H_{i,k}(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (2)$$

с частотным разрешением 0.12 Гц ($T=8.3$ с) для определения частот максимумов ШР и 1 Гц ($T=1$ с) – для расчета поляризационных параметров. Массивы усредненных спектров S_{xx} , S_{yy} с разрешением 0.12 Гц визуализировались в виде спектрограмм, на которых в течение суток устойчиво наблюдалось до 6 исследуемых шумановских максимумов. Массивы спектров с разрешением 1 Гц дополнительно сглаживались с использованием скользящего усредняющего окна продолжительностью 1 ч. После каталогизации специфических особенностей каждой суточной записи все соответствующие спектрограммы и массивы спектров записывались в архив на CD.

На втором этапе сглаженные спектры с разрешением 1 Гц использовались для поляризационной обработки, которая выполнялась на частотах трех первых ШР $f^{(n)}$ (соответственно 8, 14 и 20 Гц). Прежде всего, рассчитывались суточные зависимости параметров Стокса

$$\begin{aligned} I &\equiv S_{xx} + S_{yy}, & Q &\equiv S_{xx} - S_{yy}, \\ U &\equiv 2\operatorname{Re} S_{xy}, & V &\equiv 2\operatorname{Im} S_{xy} \end{aligned} \quad (3)$$

от мирового времени t (согласно своему определению первые два из этих параметров имеют смысл суммарной и разностной спектральных интенсивностей горизонтальных магнитных компонент СНЧ поля, два других – удвоенной действительной и мнимой частей их взаимного спектра). Далее параметры Стокса подставлялись в известные соотношения [5] и определялись коэффициент эллиптичности $r(t)$, позиционный угол эллипса поляризации $\Psi(t)$, интенсивность поляризованной компоненты $I_p(t)$ и степень поляризации $P(t)$:

$$r = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2} + \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}, \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin(2\Psi) \\ \cos(2\Psi) \end{aligned} \right\} = \frac{1}{\sqrt{Q^2 + U^2}} \begin{cases} U, \\ Q, \end{cases} \quad (5)$$

$$I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}, \quad (6)$$

$$P = I_p / I. \quad (7)$$

Для определения среднего за месяц, сезон года или полный год суточного хода поляризационных характеристик $r(t)$, $\Psi(t)$, $I_p(t)$, $P(t)$ использовались параметры Стокса, дополнительно усредненные по соответствующим месячным, сезонным или годичным ансамблям суточных реализаций. Усредненные ряды таких параметров также заносились в архив данных на CD.

4. Теоретическая модель полей ШР в гиротропной полости Земля–ионосфера

В соответствии с установившимися литературными представлениями (см., например, монографию [6] и обзоры [7, 8]), элект-

ромагнитные ШР на частотах, близких к 8, 14, 20 Гц и т. д., возбуждаются в сферической полости Земля–ионосфера вертикальными молниевыми разрядами, сосредоточенными преимущественно в трех основных центрах мировой грозовой активности. Эти центры расположены в приэкваториальных районах Южной Америки, Африки и Юго-Восточной Азии. Максимум активности каждого из центров приходится на предзаходный период суток и регистрируется обычно вблизи 17 часов местного времени.

Теория формирования полей ШР на основе изотропной модели резонатора Земля–ионосфера в настоящее время хорошо разработана, и ее изложение можно найти в цитированной выше литературе. В монографии [6] и работах [9, 10] развита более адекватная реальным условиям гиротропная модель резонансной полости. В рамках этой модели на основе численных методов исследованы два новых качественных эффекта, обусловленных влиянием постоянного геомагнитного поля на собственные колебания рассматриваемого природного резонатора: расщепление частот ШР и связанное с ним формирование эллиптической магнитной поляризации.

С целью более детального количественного и качественного изучения указанных эффектов, исходя из строгих математических представлений [6, 9, 10], в работе [1] построена асимптотическая теория полей ШР в гиротропной полости Земля–ионосфера. В качестве малых параметров этой теории использованы изотропный ионосферный импеданс z_0 , а также соотношение z_2/z_1 недиагонального и диагонального элементов матрицы поверхностного импеданса гиротропной ионосферы. В первом приближении по указанным параметрам получены явные выражения для горизонтальных магнитных компонент резонансных полей $\vec{H}_j^g(f^{(n)})$, возбуждаемых произвольно расположенным относительно наблюдателя j -м источником в гиротропной (верхний индекс “g”) полости Зем-

ля–ионосфера, через поля $\vec{H}_j^i(f^{(n)})$ аналогичной изотропной (верхний индекс “i”) полости. Показано, что эффект расщепления частот ШР в постоянном геомагнитном поле \vec{H}_0 проявляется при этом в “кажущемся” долготном смещении всех наземных источников излучения к западу на угол $0 < \Delta\varphi^{(n)} < 1$ (“гиротропной рефракции”), отличие амплитуд – в возбуждении эллиптической магнитной поляризации колебаний с $|r(f^{(n)})| \sim \Delta\varphi^{(n)}$. В промежутках между спектральными максимумами справедлива оценка $|r| \rightarrow 0$, т. е. поляризация \vec{H}_j^g близка к линейной. Величина смещения $\Delta\varphi^{(n)}$ при этом не зависит от взаимного расположения источника и приемного пункта, а определяется только номером n резонансного максимума и параметром гиротропии $\rho \equiv \omega_H/\nu_e$, равным соотношению гирочастоты электронов и эффективной частоты их соударений с нейтралами на высотах ионосферной границы резонатора. Согласно [1], для первых трех шумановских частот справедлива оценка

$$\Delta\varphi^{(1,2,3)} \approx \begin{pmatrix} 0.75 \\ 0.312 \\ 0.145 \end{pmatrix} \frac{\rho}{1 + \sqrt{1 + \rho^2}}. \quad (8)$$

В работе использована геоцентрическая сферическая система координат (см., рис. 1) с полярной осью Z , ориентированной на географический север; источнику сопоставляются координаты $\{\theta_j = \pi/2, \varphi_j\}$, приемному пункту – $\{\theta, \varphi\}$. Направления α_j на источник отсчитываются от направления на север, в качестве положительных приняты отсчеты по часовой стрелке.

Углы α_j , а также угловые расстояния ϑ_j вдоль поверхности сферы между пунктами излучения и приема связаны с координатами этих пунктов известными формулами сферической тригонометрии:

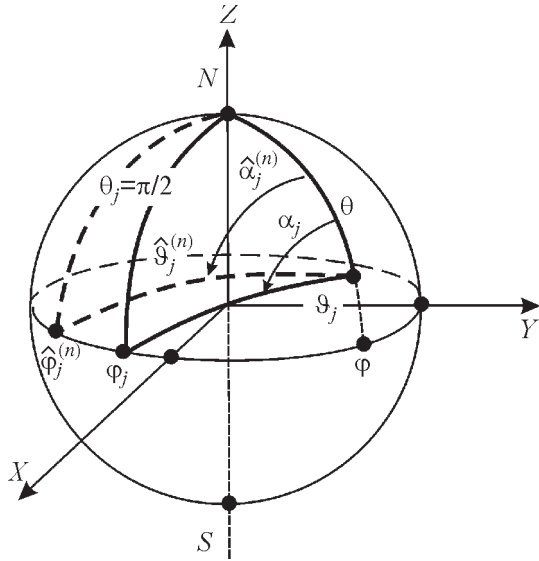


Рис. 1. Геоцентрическая сферическая система координат, используемая в расчетах. Введение истинных, α_j , ϑ_j , и “кажущихся”, $\hat{\alpha}_j$, $\hat{\vartheta}_j$, направлений и расстояний в гиротропной полости Земля–ионосфера

$$\sin \alpha_j = -\frac{\sin(\varphi - \varphi_j)}{\sin \vartheta_j}, \quad (9)$$

$$\cos \alpha_j = -\frac{\cos \theta \cos(\varphi - \varphi_j)}{\sin \vartheta_j},$$

$$\cos \vartheta_j = \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_j). \quad (10)$$

Параметры Стокса (3) шумановских резонансных полей, возбуждаемых в гиротропной полости Земля–ионосфера произвольным числом независимых грозовых центров, описываются в такой системе координат следующими простыми соотношениями [1]:

$$\begin{aligned} I_j^g(f^{(n)}, t) &= \sum_j I_j^g(f^{(n)}, t) \approx \\ &\approx \sum_j \left(|\tilde{M}_j(t)|^2 \right) \left| h_j^i(f^{(n)}, \hat{\vartheta}_j^{(n)}, z_1) \right|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{cases} Q^g(f^{(n)}, t) \\ U^g(f^{(n)}, t) \\ V^g(f^{(n)}, t) \end{cases} \approx -\sum_j I_j^g(f^{(n)}, t) \begin{cases} \cos(2\hat{\alpha}_j^{(n)}), \\ \sin(2\hat{\alpha}_j^{(n)}), \\ 2\Delta\alpha_j^{(n)}, \end{cases} \quad (12)$$

$$\Delta\alpha_j^{(n)} \equiv \Delta\varphi^{(n)} \left(\frac{\cos \theta}{\sin^2 \vartheta_j} \right) \approx -\Delta\varphi^{(n)} \left(\frac{\partial \alpha_j}{\partial \varphi_j} \right). \quad (13)$$

Здесь \tilde{M}_j – токовый момент j -го грозового центра, $\langle \dots \rangle$ – знак статистического усреднения; $\left| h_j^i(f^{(n)}, \hat{\vartheta}_j^{(n)}, z_1) \right|^2$ – интенсивность магнитной компоненты СНЧ поля частоты $f^{(n)}$, возбуждаемого единичным токовым моментом на расстоянии $\hat{\vartheta}_j^{(n)}$ в изотропной полости с ионосферным импедансом z_1 . Величины $\hat{\alpha}_j^{(n)} \equiv \alpha_j + \Delta\alpha_j^{(n)}$ и $\hat{\vartheta}_j^{(n)} \equiv \vartheta_j + \Delta\vartheta_j^{(n)}$ имеют смысл соответственно “кажущегося” направления и расстояния в гиротропном резонаторе Земля–ионосфера. Они определяются приведенными выше формулами (9), (10) после замены в последних долготы излучающего центра φ_j на ее “смещенное” значение $\hat{\varphi}_j^{(n)} \equiv \varphi_j - \Delta\varphi^{(n)}$. В выражения для параметров Стокса введена также параметрическая зависимость от мирового времени t . Процесс формирования “кажущихся” направлений и расстояний под влиянием постоянного геомагнитного поля иллюстрирует рис. 1.

В заключение этого раздела заметим, что, в соответствии с определением (3), положительным значениям параметра $V_j^g(f^{(n)}, t)$ отвечают взаимные фазовые смещения ортогональных магнитных компонент $(\delta_x - \delta_y) > 0$, которые при выбранной нами временной зависимости $\sim \exp(i2\pi ft)$ приводят к вращению вектора \vec{H}_j^g в горизонтальной плоскости по часовой стрелке. Отрицательным $V_j^g(f^{(n)}, t)$ отвечают фазовые смещения $(\delta_x - \delta_y) < 0$ и противоположное направление вращения вектора \vec{H}_j^g . На этом основании из (12), (13) непосред-

ственно следует вывод о том, что вектор поляризации СНЧ полей, возбуждаемых экваториальными грозowymi центрами, должен вращаться по часовой стрелке при наблюдении ШР в южном полушарии ($\cos\theta < 0$), в противоположном направлении – при наблюдении в северном ($\cos\theta > 0$).

5. Алгоритмы решения прямой и обратной задач поляризационной СНЧ диагностики

Применим результаты теоретического анализа [1], сформулированные в предыдущем разделе, для решения прямой и обратной задач поляризационной диагностики СНЧ шумов, возбуждаемых мировой грозовой активностью, на Украинской антарктической станции “Академик Вернадский”. Прежде всего, конкретизируем параметры теоретической модели. Будем считать, что мировая грозовая активность формируется совместным действием трех упомянутых выше экваториальных грозowych центров, $\theta_j = \pi/2$:

- 1) африканского, $\varphi_1 \approx 25^\circ$,
- 2) восточноазиатского, $\varphi_2 \approx 115^\circ$,
- 3) южноамериканского, $\varphi_3 \approx -65^\circ$.

Здесь φ_j – долгота, отсчитываемая от гринвичского меридиана, соответствующие координаты УАС равны $\theta = 155.23^\circ$; $\varphi = -64.25^\circ$. Взаимное расположение приемного пункта и основных мировых грозowych центров иллюстрирует рис. 2. Возле каждого из центров указано предполагаемое время его максимальной активности.

Сопоставление приведенных цифр свидетельствует о достаточно специфической геометрии расположения мировых грозowych центров: восточноазиатский и южноамериканский центры разнесены по долготе относительно африканского в противоположных направлениях на приблизительно одинаковые угловые расстояния $|\varphi_{2,3} - \varphi_1| \approx \pi/2$, в результате чего находятся практически в антиподных друг к другу точках экватора. Из-за такого расположения они образуют единую дугу большого круга с произвольным приемным пунктом на земной поверхности, в связи с чем всегда выполняется приближенное равенство $\vartheta_2 + \vartheta_3 \approx \pi$. В случае с УАС “Академик Вернадский” дополнительной специфики указанной геометрии добавляет то обстоятельство, что долгота станции почти совпадает с долготой южноамериканского центра.

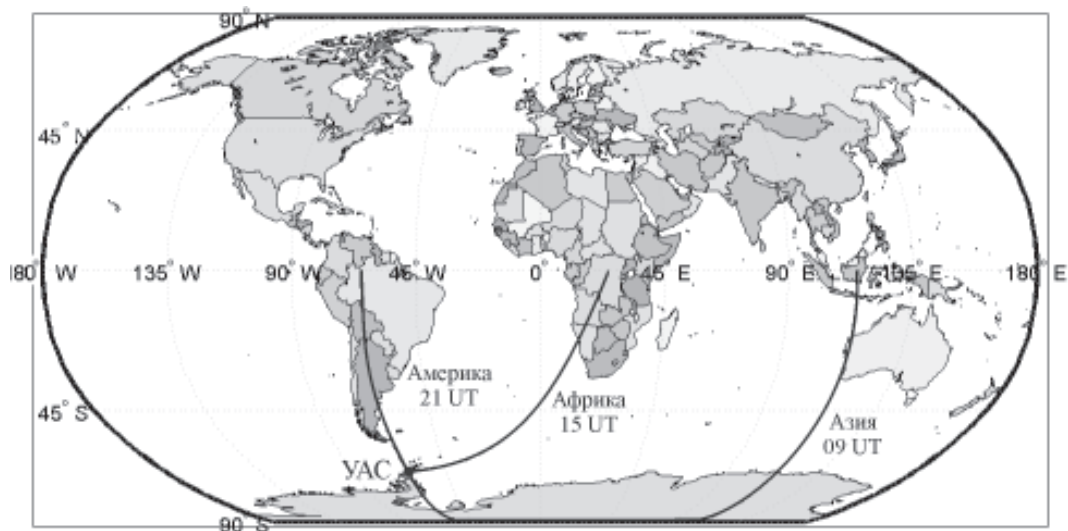


Рис. 2. Взаимное расположение приемного пункта и основных центров мировой грозовой активности

Исходя из приведенных оценок необходимые для выполнения поляризационных расчетов долготные параметры модели выберем такими:

$$\varphi - \varphi_1 \approx -\pi/2; \quad \varphi - \varphi_2 \approx -\pi; \quad \varphi - \varphi_3 \approx 0. \quad (14)$$

Согласно (9), (10) им соответствуют следующие направления на источники: $\alpha_1 \approx \pi/2$, $\alpha_2 \approx \pi$, $\alpha_3 \approx 0$. После подстановки (14) в соотношения (11)-(13) и линеаризации последних по параметру $\Delta\varphi^{(n)}$ приходим к выражениям для параметров Стокса СНЧ излучения, возбуждаемого мировой грозовой активностью на частотах ШР и регистрируемого на УАС "Академик Вернадский". Для интересующих нас трех первых резонансных частот ($n \leq 3$) эти выражения имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} I(f^{(n)}, t) \\ Q(f^{(n)}, t) \end{aligned} \right\} \approx \left\{ A_1(t) [P'_n(0)]^2 \pm \right. \\ \left. \pm (A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta \right\}, \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} U(f^{(n)}, t) \\ V(f^{(n)}, t) \end{aligned} \right\} \approx \mp 2\Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta| \times \\ \times \left\{ A_1(t) [P'_n(0)]^2 \mp (A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2 \right\}. \quad (16)$$

Здесь $P_n(x)$ – полином Лежандра n -й степени; $P'_n(x) \equiv dP_n(x)/dx$; $A_j(t)$ – электромагнитная активность j -го грозового центра, введенная нами соотношением

$$A_j(t) \equiv \left[\frac{(2n+1)c}{4\pi^2 a^3 f^{(n)} |z_1|} \right]^2 \left\langle \left| \tilde{M}_j(t) \right|^2 \right\rangle, \quad (17)$$

где a – радиус Земли, c – скорость света. Нетрудно видеть, что характеристика $A_j(t)$ имеет смысл спектральной интенсивности магнитной компоненты СНЧ шума частоты $f^{(n)}$ в точке возбуждения. Она пропорциональна среднему для данного грозового центра квадрату токового момента единичного молниевых разряда и текущей частоте разрядов в этом центре. При выводе (15), (16) отброшены нерезонансные члены ряда зональных гармоник в традиционном представлении [6] для магнитной компоненты поля изотропного резонатора, приводящие в выражении для $|h_j^i(f^{(n)})|^2$ к поправкам $\sim z_0^2$. Отметим также, что согласно (15), (16) вклады 2-го и 3-го мировых грозовых центров в поляризационные характеристики возбуждаемых ими СНЧ полей принципиально нельзя различить между собой. Такой результат является следствием упомянутого выше антиподного характера взаимного расположения этих центров, приводящего с учетом (10) к выполнению равенств

$$\begin{aligned} [P'_p(\cos \vartheta_3)]^2 &\approx [P'_p(\cos(\pi - \vartheta_2))]^2 = \\ &= [P'_p(\cos \vartheta_2)]^2 = [P'_p(\sin \theta)]^2. \end{aligned}$$

5.1. Расчет поляризационных характеристик ШР, регистрируемых на УАС

Подстановка (15), (16) в определения (4)-(7) для поляризационных характеристик ШР показывает, что параметры Стокса U , V дают в общем случае квадратичные по $\Delta\varphi^{(n)}$ вклады в радикалы $\sqrt{Q^2 + U^2}$, $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$. По этой причине на всем протяжении суток, кроме окрестности моментов обращения в нуль параметра Q (такая ситуация соответствует равенству между собой интенсивностей $A_1(t) [P'_n(0)]^2$ и $(A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta$ полей, возбуждаемых в точке наблюдения соответственно африканским и совместным действием восточноазиатского и южноамериканского грозовых центров), величины

U, V под знаками указанных радикалов могут быть опущены. Расчетные формулы при этом упрощаются и принимают вид:

$$I_p(f^{(n)}, t) \approx \approx \left| A_1(t)[P'_n(0)]^2 - (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta \right|, \quad (18)$$

$$P(f^{(n)}, t) \approx \frac{\left| A_1(t)[P'_n(0)]^2 - (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta \right|}{A_1(t)[P'_n(0)]^2 + (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta}, \quad (19)$$

$$r(f^{(n)}, t) \approx \Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta| \times \frac{A_1(t)[P'_n(0)]^2 + (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2}{\left| A_1(t)[P'_n(0)]^2 - (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta \right|}, \quad (20)$$

$$\Psi(f^{(n)}, t) \approx \begin{cases} (\pi/2) - \Delta\Psi(f^{(n)}, t), & A_1(t)[P'_n(0)]^2 < (A_2(t) + A_3(t)) \times \\ & \times [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta\Psi(f^{(n)}, t), & A_1(t)[P'_n(0)]^2 > (A_2(t) + A_3(t)) \times \\ & \times [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta, \end{cases} \quad (21)$$

$$\Delta\Psi(f^{(n)}, t) \equiv -\Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta| \times \frac{A_1(t)[P'_n(0)]^2 - (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2}{\left| A_1(t)[P'_n(0)]^2 - (A_2(t) + A_3(t))[P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta \right|}. \quad (22)$$

Из (18)-(20) следует, что ожидаемые значения степени поляризации и коэффициентов эллиптичности резонансных полей должны составлять величины $P \sim 1$, $0 < r \sim \Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta|$ и испытывать суточные вариации, обусловленные перераспределением периодов активности между мировыми грозowymi центрами. Что же касается позиционного угла Ψ , то его отличия $\Delta\Psi$ от ожидаемых “изотропных” значений $\Psi^i = 0; \pi/2$ связаны с описанными в разделе 4 “кажущимися” смещениями направлений на источники излучения в гиротропном резонаторе Земля–ионосфера. Эти смещения, подобно коэффициенту эллиптичности, оцениваются величинами $\sim \Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta|$ и изменяются в течение суток вместе с активностями грозowych центров.

Как обсуждалось выше, полученные соотношения теряют силу в моменты, когда интенсивности полей, приходящих на УАС с “африканского” направления, становятся равны суммарной интенсивности излучений, принимаемых с ортогональных к нему “восточноазиатского” и “южноамериканского” направлений. В этом случае, с учетом значений $\sin \theta \approx 0.419$, $|\cos \theta| \approx 0.908$, из (4)-(7), (15), (16) для искомым поляризационных характеристик следуют оценки:

$$P(f^{(n)}, t_0) \approx 2\Delta\varphi^{(n)}, \quad r(f^{(n)}, t_0) \approx 0.91, \quad (23)$$

$$\Psi(f^{(n)}, t_0) \approx \pi/4.$$

Видно, что в указанные моменты времени коэффициент эллиптичности суммарного излучения рассматриваемых грозowych центров становится аномально большим, несмотря на сравнительно невысокие значения этой характеристики в парциальных полях каждого из центров. Степень поляризации такого излучения равна удвоенной величине описанного в разделе 4 “кажущегося” долготного смещения грозowych центров на запад под влиянием постоянного геомагнитного поля, что может быть использовано при решении обратной задачи восстановления параметров гиротропной полости Земля–ионосфера.

5.2. Восстановление параметров грозовой активности и резонатора Земля–ионосфера по поляризационным характеристикам ШР

Анализ структуры выражений (15), (16) для параметров Стокса полей ШР показывает, что в геометрии описываемого эксперимента они могут быть успешно использованы для решения сформулированной в заголовке настоящего подраздела задачи. Действительно, составление из приведенных параметров Стокса комбинаций $I \pm Q$, $U \pm V$ позволяет легко отделить в (15), (16) суммарную интенсивность полей второго и третьего грозовых центров, $(A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta$, от первого, $A_1(t) [P'_n(0)]^2$:

$$I(f^{(n)}, t) + Q(f^{(n)}, t) \approx 2A_1(t) [P'_n(0)]^2, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} I(f^{(n)}, t) - Q(f^{(n)}, t) &\approx \\ &\approx 2(A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2 \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} U(f^{(n)}, t) + V(f^{(n)}, t) &= \\ = 4\Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta| (A_2(t) + A_3(t)) [P'_n(\sin \theta)]^2, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} U(f^{(n)}, t) - V(f^{(n)}, t) &= \\ = -4\Delta\varphi^{(n)} |\cos \theta| A_1(t) [P'_n(0)]^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Выражения (24)-(27) дополнительно упрощаются для первой шумановской частоты $f^{(1)}$, поскольку значению $n = 1$ соответствуют $P'_n(x) \equiv 1$. Видно, что в этом случае (24), (25) могут быть использованы для определения суточного хода как активностей грозовых центров, взятых поодиночке,

$A_1(t)$, $(A_2(t) + A_3(t))$, так и интегральной грозовой активности, $A_\Sigma(t) \equiv \sum_{j=1}^3 A_j(t)$, на основе соотношений:

$$A_1(t) = \frac{I(f^{(1)}, t) + Q(f^{(1)}, t)}{2}, \quad (28)$$

$$A_2(t) + A_3(t) = \frac{I(f^{(1)}, t) - Q(f^{(1)}, t)}{2\cos^2 \theta}, \quad (29)$$

$$A_\Sigma(t) = \frac{I(f^{(1)}, t)(1 + \cos^2 \theta) - Q(f^{(1)}, t)\sin^2 \theta}{2\cos^2 \theta}. \quad (30)$$

Дальнейшее сопоставление (25) с (26) и (24) с (27) позволяет также определить двумя альтернативными способами “кажущееся” долготное смещение грозовых центров на произвольной резонансной частоте $f^{(n)}$:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi^{(n)}(t) &= \frac{|\cos \theta|}{2} \frac{U(f^{(n)}, t) + V(f^{(n)}, t)}{I(f^{(n)}, t) - Q(f^{(n)}, t)} = \\ &= -\frac{1}{2|\cos \theta|} \frac{U(f^{(n)}, t) - V(f^{(n)}, t)}{I(f^{(n)}, t) + Q(f^{(n)}, t)}. \end{aligned} \quad (31)$$

Знание $\Delta\varphi^{(n)}$ позволяет далее оценить на основании (8) как саму величину параметра гиротропии ρ на ионосферной границе резонатора $z = h$, так и непосредственно высоту h этой границы исходя из принятого значения гирочастоты электронов в нижних слоях ионосферы, $\omega_H \approx 8.4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, и известных из литературы моделей высотного распределения частоты электронных столкновений, $\nu_e = \nu_e(z)$.

6. Обсуждение экспериментальных данных и сопоставление с теоретической моделью

Предварительное сопоставление кривых суточного хода поляризационных характеристик СНЧ полей на частотах ШР в разные месяцы 2001-2002 гг., выполненное авторами в [3], обнаружило существование определенных сезонных закономерностей в их поведении. Для более детального исследования таких закономерностей, по сформулированным в конце раздела 3 правилам, были построены усредненные суточные зависимости поляризационных характеристик резонансных полей, соответствующие четырем основным периодам годового солнечного цикла в южном полушарии:

- I – осеннее равноденствие (февраль-апрель);
- II – зимнее солнцестояние (май-июль);
- III – весеннее равноденствие (август-октябрь);
- IV – летнее солнцестояние (ноябрь-январь).

На рис. 3-6 представлены суточные вариации параметров $I(t)$, $P(t)$, $r(t)$, $\Psi(t)$ магнитных компонент трех первых резонансных мод (8, 14, 20 Гц) СНЧ колебаний в перечисленные периоды 2001-2003 гг., а также соответствующие среднегодовые зависимости. Данные 2001 г. приведены штриховыми, 2002 г. – сплошными линиями, 2003 г. – штрих-пунктиром. Можно видеть, что кривые $I(t)$, $P(t)$, $r(t)$ для одноименных периодов трех лет достаточно хорошо совпадают (в отдельных случаях – вплоть до мелких деталей), указывая тем самым на высокую повторяемость среднесезонных условий эксперимента от года к году. В то же время они также демонстрируют циклические вариации таких условий от сезона к сезону.

Интенсивности колебаний $I(t)$ приведены на рис. 3 в условных единицах, одинаковых для всех циклов измерений. Можно видеть, что максимальные суточные значения $I(t)$ регистрировались на протяжении трех лет наблюдений в двух соседних периодах III(08-10), IV(11-01). То обстоятельство, что эта закономерность проявлялась одновре-

менно на всех трех резонансных частотах, свидетельствует о ее связи не со свойствами природной резонансной полости, а с сезонной зависимостью уровня мировой грозовой активности. Кривые на частотах 8 и 20 Гц имеют ярко выраженные максимумы вблизи 15 и 21 UT, обусловленные суточными периодами усиления активности соответственно африканского и южноамериканского грозовых центров (см. рис. 2). Подъем вблизи ожидаемого момента максимальной активности восточноазиатского центра, 9 UT, выражен на них значительно слабее. Отсутствие максимума около 15 UT на графиках интенсивности второй резонансной моды 14 Гц объясняется близостью дистанции между УАС “Академик Вернадский” и африканским грозовым центром к величине характерного расстояния, на котором в резонаторе Земля–ионосфера происходит формирование интерференционного минимума магнитной компоненты поля указанной частоты.

На рис. 4 приведены графики суточных вариаций степени поляризации излучения $P(t)$. Напомним, что согласно [5] электромагнитное поле одиночного источника на произвольной фиксированной частоте является полностью поляризованным, и ему соответствует значение $P(t) \equiv 1$; поляризация суммы полей равной интенсивности, приходящих одновременно с ортогональных направлений от двух статистически независимых источников, является стохастической и характеризуется значением $P(t) \equiv 0$. В силу таких свойств указанной характеристики и с учетом взаимной статистической независимости излучений мировых грозовых центров кривые $P(t)$ подчеркивают моменты кульминации активности каждого отдельного центра. Особенно отчетливо это наблюдается на частоте 20 Гц. Отметим, наконец, что на всех трех частотах степень поляризации излучения нигде не приближается к единице, что объективно свидетельствует о соизмеримости уровней активности всех мировых грозовых центров на полном протяжении суточного периода.

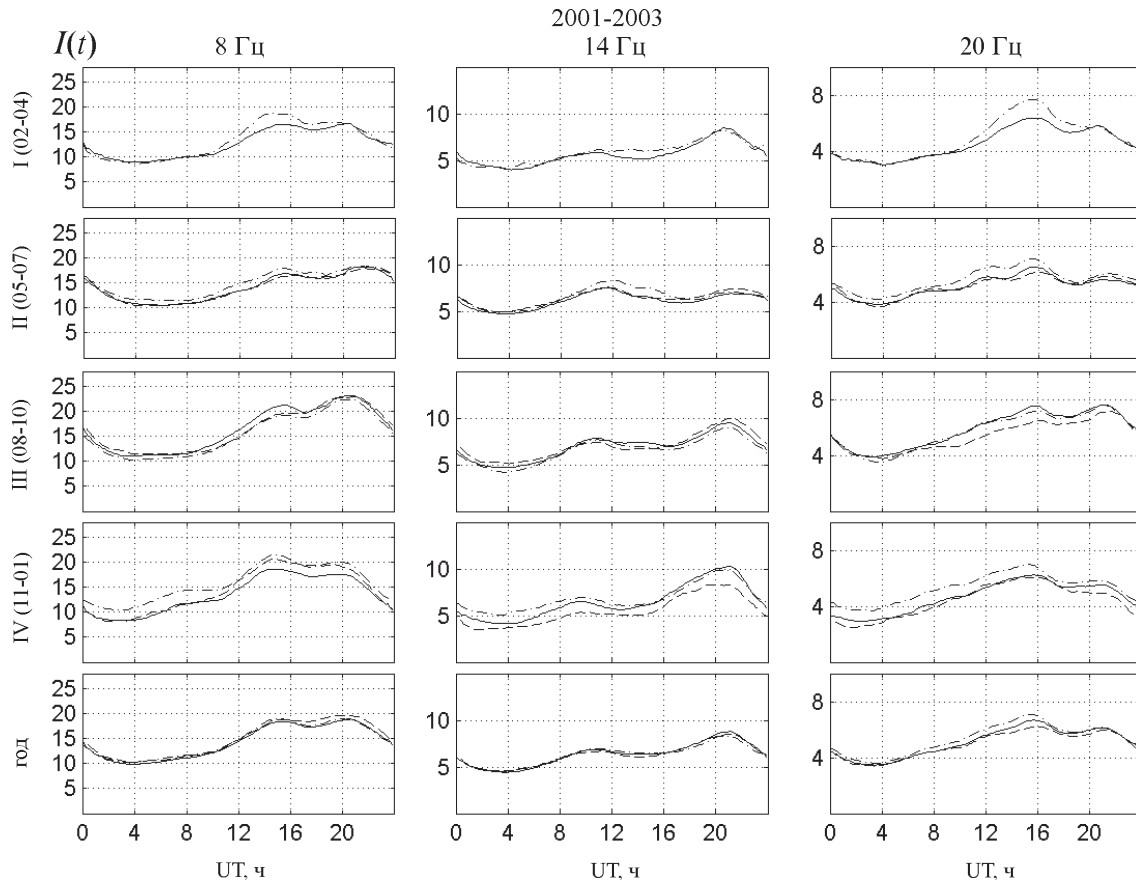


Рис. 3. Суточные вариации интенсивности резонансных колебаний на частотах 8; 14; 20 Гц, соответствующие четырем периодам годового солнечного цикла и среднегодовым данным 2001-2003 гг. (штриховые линии – 2001 г., сплошные – 2002 г., штрих-пунктир – 2003 г.)

На рис. 5 представлены кривые суточного хода коэффициента эллиптичности $r(t)$. Напомним, что значения $|r|=0$ свидетельствуют о линейном характере поляризации излучения, $|r|=1$ – о круговом. Положительному знаку $r(t)$ нами сопоставляется вращение вектора \vec{H} в горизонтальной плоскости по часовой стрелке, отрицательному – в противоположном направлении. Можно видеть, что для первой резонансной моды во все сезоны года, в точном соответствии с положениями теоретической модели (см. подраздел 5.1), значения коэффициента эллиптичности на протяжении суток остаются положительными. Для второй моды в среднегодовых данных, а также в периоды III(08-10) и IV(11-01)

коэффициент эллиптичности ведет себя таким же образом, как и у первой, т. е. сохраняет положительный знак в течение всех суток. В периоды I(02-04) и II(05-07) на протяжении примерно 1/3 суточной записи он принимает малые отрицательные значения, свидетельствующие об изменении в это время направления вращения вектора магнитной поляризации на противоположное с приближением самого характера поляризации к линейному. Наблюдаемые абсолютные значения коэффициента эллиптичности второй моды, как и предсказывает теория, всегда ниже, чем у первой. Для третьей моды коэффициент эллиптичности во все сезоны года оказывается малым по абсолютной величине и знакопе-

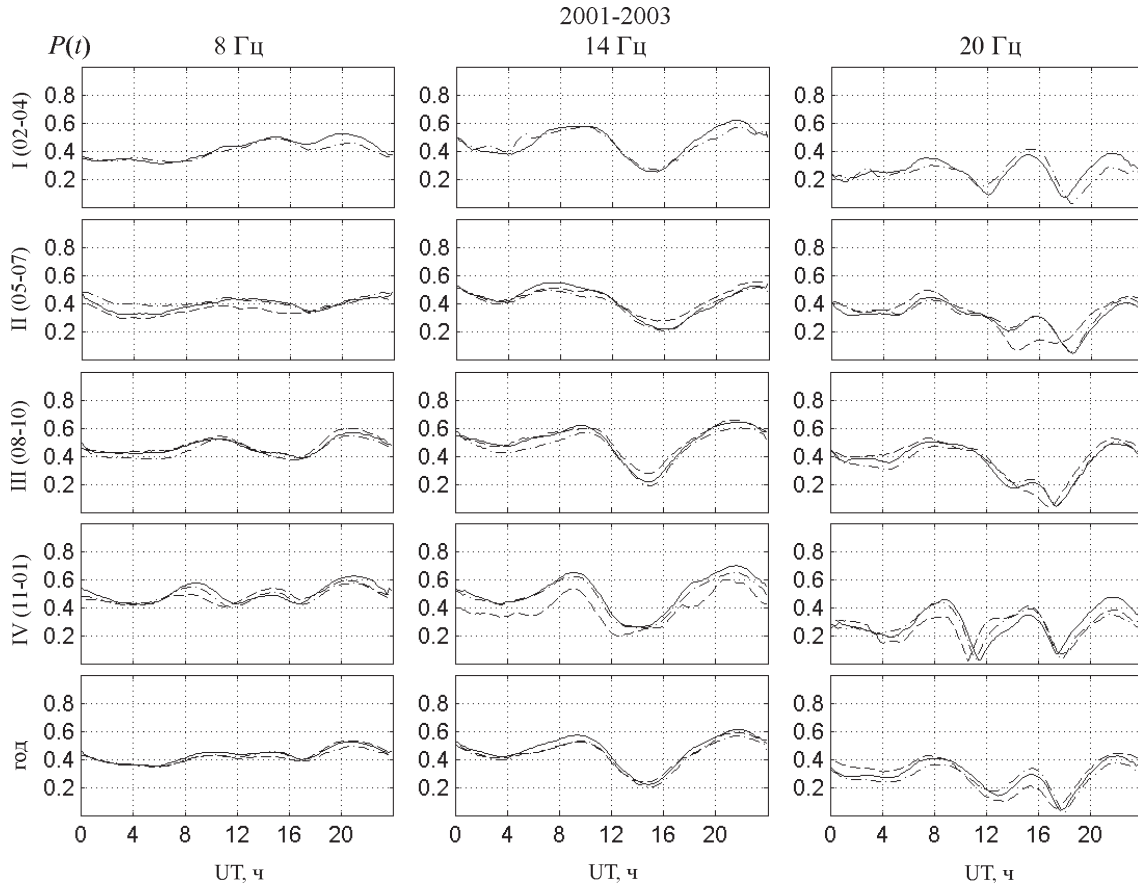


Рис. 4. Суточные вариации степени поляризации резонансных колебаний на частотах 8; 14; 20 Гц, соответствующие четырем периодам годового солнечного цикла и среднегодовым данным 2001-2003 гг. (штриховые линии – 2001 г., сплошные – 2002 г., штрих-пунктир – 2003 г.)

ременным в течение суток со среднесуточным значением, близким к нулю. Во все сезоны года коэффициент эллиптичности первой моды вблизи 17 UT принимает anomalously большие значения, природа которых описана в подразделе 5.1 и состоит в равенстве в этот момент интенсивностей полей, приходящих с “африканского” и ортогональных ему “восточноазиатского” и “южноамериканского” направлений.

Таким образом, экспериментальные суточные зависимости коэффициента эллиптичности двух первых мод демонстрируют в целом хорошее согласие с теоретической моделью. Среднесуточные значения коэффициента эллиптичности третьей моды во все сезоны года близки к нулю, т. е. магнитная

поляризация этой моды слабо отличается в среднем от линейной. Одной из возможных причин отмеченного в периоды I(02-04), II(05-07) отличия в поведении кривой $r(t)$ для второй моды от теоретически ожидаемого может являться уменьшение в это время значений $|r(t)|$ до уровня, не обеспечиваемого точно приближенной расчетной модели. Другая причина, и она представляется нам более вероятной, состоит в обсуждаемой в литературе (см., например, [11]) сезонной широтной миграции мировых грозовых центров, возможность которой в использованной нами теоретической модели пока никак не учитывалась.

На рис. 6 приведены кривые суточного хода позиционного угла $\Psi(t)$ эллипса по-

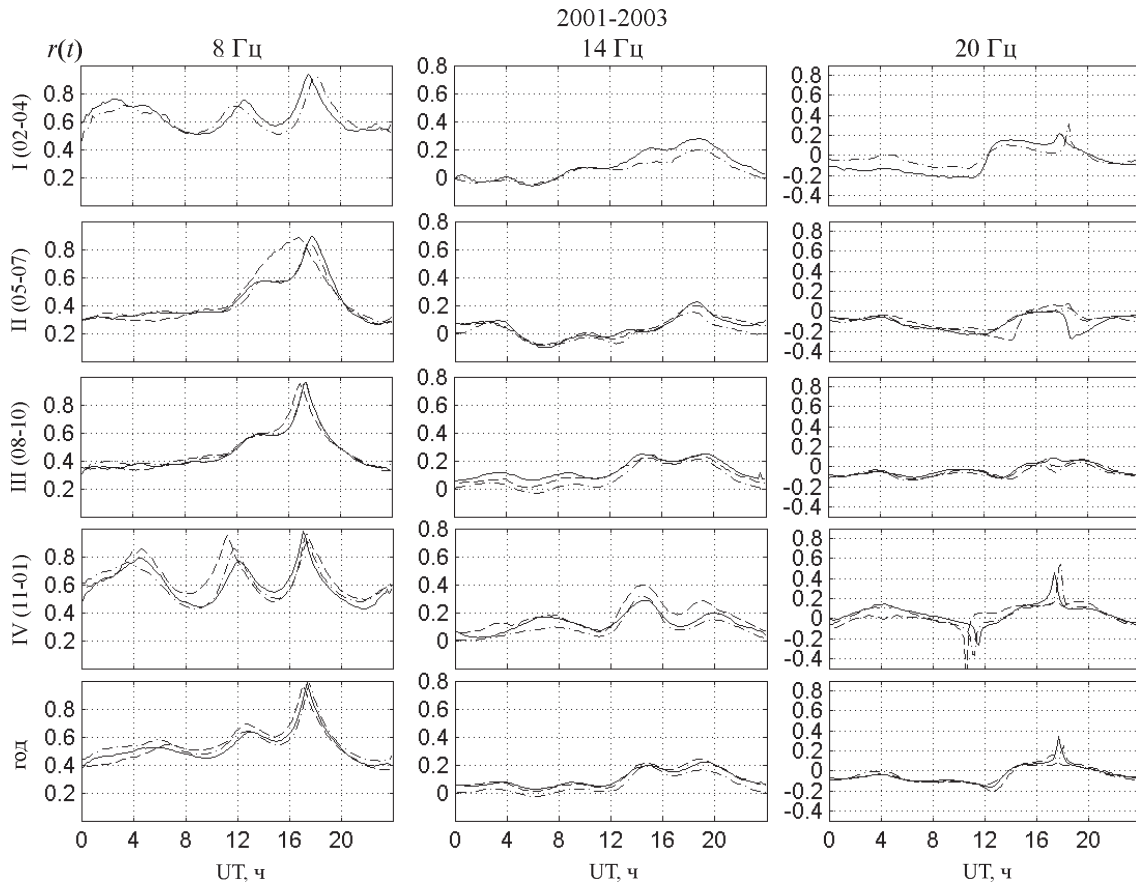


Рис. 5. Суточные вариации коэффициента эллиптичности резонансных колебаний на частотах 8; 14; 20 Гц, соответствующие четырем периодам годового солнечного цикла и среднегодовым данным 2001-2003 гг. (штриховые линии – 2001 г., сплошные – 2002 г., штрих-пунктир – 2003 г.)

ляризации. Практическая неизменность на протяжении суток значений $\Psi(t)$ второй моды во все периоды годового солнечного цикла обусловлена обсуждавшейся выше близостью дистанции между УАС “Академик Вернадский” и африканским грозовым центром к величине характерного расстояния, на котором в резонаторе Земля–ионосфера происходит формирование интерференционного минимума магнитной компоненты поля указанной частоты. В силу такого местоположения приемного пункта резонансное поле в нем формируется лишь излучениями восточно-азиатского и южноамериканского грозовых центров, расположенных на одной дуге большого круга.

Графики $\Psi(t)$ для первой и третьей резонансных мод ведут себя иным образом, демонстрируя при этом два возможных типа суточного хода. Один из них состоит в плавном уменьшении на временном интервале 9÷15 UT позиционного угла от $\Psi \approx (45 \div 90^\circ)$ до $\Psi \approx 0$ с дальнейшим быстрым возвращением на интервале 17÷18 UT к исходным значениям. Этот тип поведения в точности соответствует предсказываемому теоретической моделью подраздела 5.1. Он устойчиво наблюдался на протяжении всех трех лет регистрации в период III(08-10). Второй тип отличается от первого заменой возрастания $\Psi(t)$ на интервале 17÷18 UT еще одной “ступенью” убывания с выходом на значения

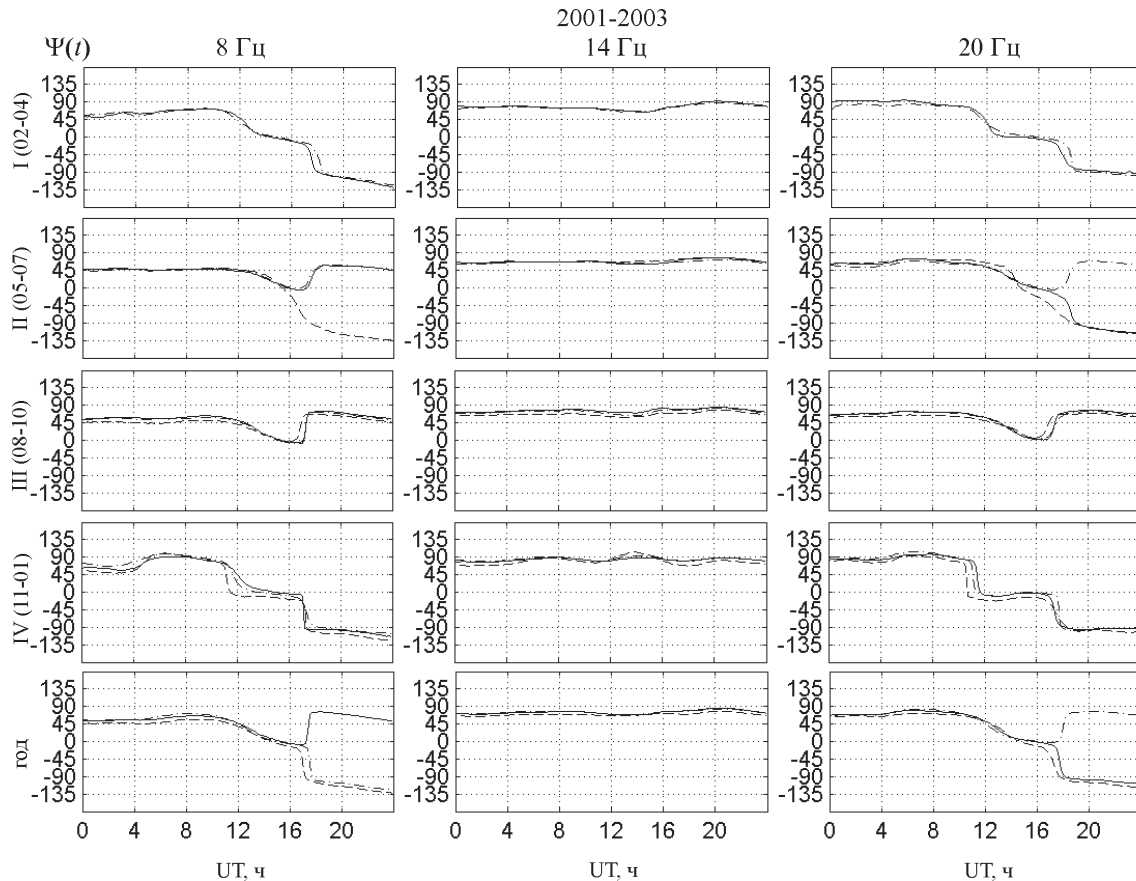


Рис. 6. Суточные вариации позиционного угла эллипса поляризации резонансных колебаний на частотах 8; 14; 20 Гц, соответствующие четырем периодам годового солнечного цикла и среднегодовым данным 2001-2003 гг. (штриховые линии – 2001 г., сплошные – 2002 г., штрих-пунктир – 2003 г.)

$\Psi \approx -(90 \div 135^\circ)$, отличающиеся от исходных на величину, близкую к 180° . Он наблюдался в течение всех лет регистрации в смежные периоды IV(11-01) и I(02-04). В период солнцестояния II(05-07) и в среднегодовых данных наблюдались оба указанных типа суточного хода $\Psi(t)$. Причина возникновения разных типов поведения позиционного угла, начиная с 17 UT, состоит в уже обсуждавшемся нами ранее равенстве в этот момент интенсивностей излучений, приходящих в точку наблюдения с “африканского” и ортогональных ему “восточноазиатского” и “южноамериканского” направлений. С учетом статистической независимости таких излучений поляризация их суммы является при этом стохастической, для

которой само понятие позиционного угла эллипса поляризации не определено. Поэтому даже малые отличия в расположении мировых грозных центров от принятого в модели экваториального (например, за счет их сезонной широтной миграции) могут служить в указанный момент определяющими факторами для реализации того или иного из двух возможных типов дальнейшего поведения функции $\Psi(t)$. Отсюда следует, в частности, важный вывод о том, что результаты детального теоретического исследования указанного вопроса могут быть использованы в дальнейшем в качестве тонкого инструмента для восстановления координат мировых грозных центров на основе поляризационных СНЧ наблюдений.

7. Восстановление уровней активности мировых грозных центров и характеристик гиротропии резонатора Земля–ионосфера

Развитые в подразделе 5.2 алгоритмы были использованы нами для решения обратной задачи дистанционной радиофизической диагностики центров мировой грозной активности и гиротропного резонатора Земля–ионосфера на основе данных поляризационных измерений 2001-2003 гг. Исходя из этих данных и формул (28)-(31) были восстановлены суточные ходы пяти параметров нашей теоретической модели: уровней активности A_1 , $(A_2 + A_3)$ мировых грозных центров, глобальной грозной активности A_Σ , а также величин “кажущихся” долготных смещений $\Delta\varphi^{(1)}$, $\Delta\varphi^{(2)}$ источников на частотах первого и второго шумановских резонансов 8 и 14 Гц. Результаты такого восстановления приведены на рис. 7 отдельно для четырех периодов годового солнечного цикла, а также для среднегодовых данных. Как и в разделе 6, экспериментальные зависимости 2001 г. изображены штриховыми линиями, 2002 г. – сплошными, 2003 – штрих-пунктиром.

Кривые рис. 7, а иллюстрируют перераспределение уровня активности между основными мировыми центрами на протяжении суток и от периода к периоду года. Максимумы на кривых в окрестности 09:00 UT связаны с активизацией восточноазиатского грозного центра, 15:00 UT – африканского, 21:00 UT – южноамериканского.

Кривые рис. 7, б, в демонстрируют суточный ход “кажущихся” долготных смещений $\Delta\varphi^{(1,2)}$. Используемая в наших расчетах асимптотическая теория [1] базируется, однако, на известной из литературы модели [6] радиального геомагнитного поля \vec{H}_0 в виде “двух полуужей”, которая не предполагает каких-либо изменений параметров $\Delta\varphi^{(1,2)}$ в течение суток. По этой причине модельным значениям этих параметров нами сопоставляются их среднесуточные экспериментальные оценки $\overline{\Delta\varphi^{(1,2)}}$ (горизонтальные штриховые линии на рис. 7, б, в).

Временные вариации соответствующих экспериментальных данных связываются нами с приближенным характером использованной теоретической модели и оцениваются величиной $\sqrt{[\delta(\Delta\varphi^{(1,2)})]^2}$ среднеквадратичной ошибки определения искомого параметра. Обе указанные экспериментальные оценки, дополнительно усредненные по одноименным сезонам трех лет наблюдений, приведены на рис. 7, б, в рядом с соответствующими кривыми.

Для количественного сопоставления между собой уровней активности отдельных грозных центров в пределах одного сезона, а также изменений активности каждого из них от сезона к сезону в пределах всего цикла регистраций были определены также, по аналогии с $\overline{\Delta\varphi^{(1,2)}}$, среднесуточные значения $\overline{A_1}$, $\overline{(A_2 + A_3)}$, $\overline{A_\Sigma}$. Результаты представлены на рис. 8.

Из анализа приведенных кривых следует, что на протяжении всего рассматриваемого трехлетнего цикла регистраций суммарная грозная активность двух центров, восточноазиатского и южноамериканского, превышает активность африканского грозного центра. Видно также, что в 2001 и 2002 гг. как активности, так и долготные смещения принимают максимальные значения в августе-октябре, минимальные – в феврале-апреле. В 2003 г. такая их цикличность несколько нарушается, однако продолжительность проведенных наблюдений пока еще не достаточна для формулировки каких-либо заключений о наличии или отсутствии скрытых периодичностей.

Поскольку “кажущиеся” смещения $\Delta\varphi^{(1,2)}$ грозных центров однозначно связаны с параметром гиротропии резонатора Земля–ионосфера ρ соотношением (8), правые шкалы двух нижних графиков пересчитаны к значениям этого параметра. Обращает на себя внимание, что независимые оценки параметра ρ , полученные путем усреднения среднесуточных значений $\overline{\Delta\varphi^{(1)}}$, $\overline{\Delta\varphi^{(2)}}$ по всем периодам годового солнечного цик-

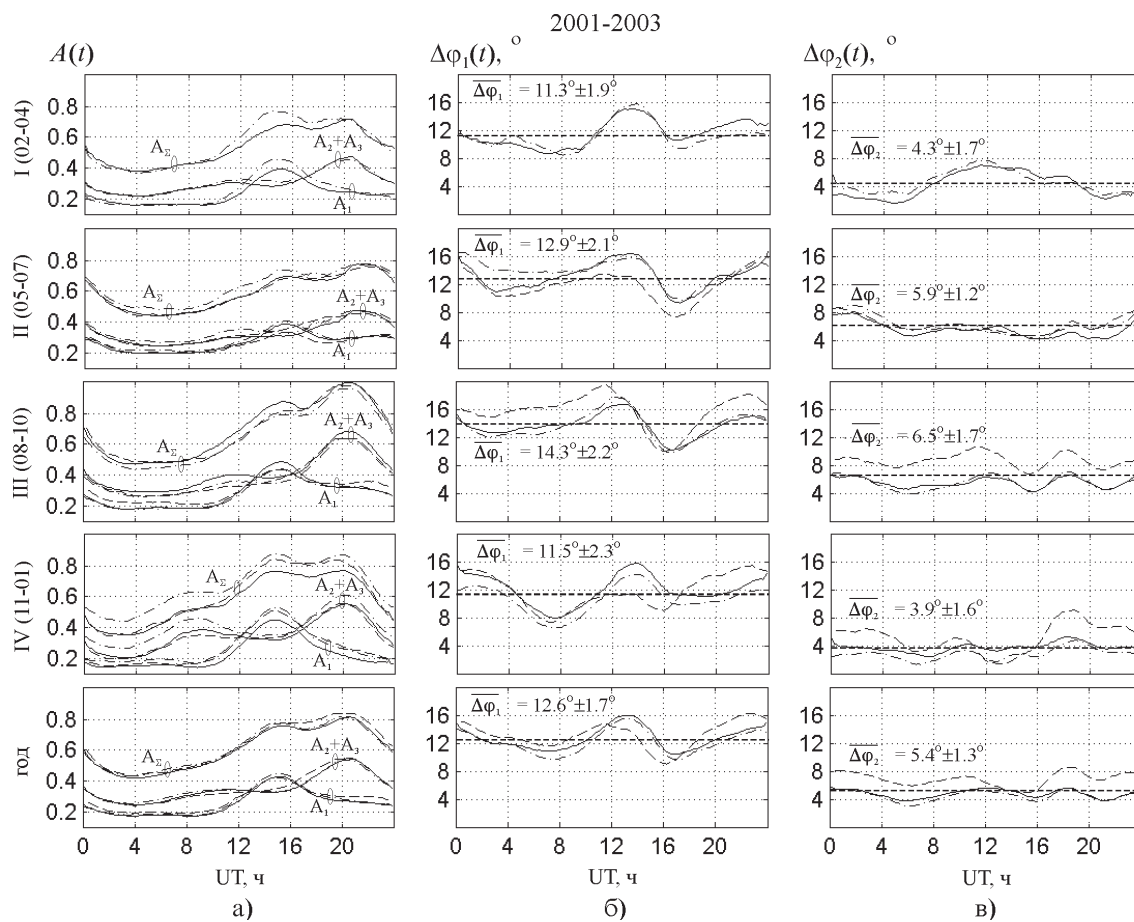


Рис. 7. Суточные вариации уровней активности основных мировых грозных центров, глобальной грозовой активности и “кажущихся” долготных смещений источников излучения на частотах двух первых ШР, восстановленные из поляризационных измерений 2001-2003 гг. (штриховые линии – 2001 г., сплошные – 2002 г., штрих-пунктир – 2003 г.)

ла трех лет регистрации (средние линии на двух нижних графиках), совпадают с точностью до третьего знака, что свидетельствует об адекватности развитой теоретической модели неким средним условиям, соответствующим описываемому явлению.

Выводы

1. В работе систематизированы результаты непрерывных поляризационных измерений двух горизонтальных магнитных компонент СНЧ полей в диапазоне ШР, выполненных авторами в период 2001-2003 гг.

на Украинской антарктической станции “Академик Вернадский”.

2. Разработаны теоретические алгоритмы решения прямой и обратной задач поляризационной диагностики полей ШР, возбуждаемых мировой грозовой активностью в гиротропной полости Земля-ионосфера.

3. На основе указанных алгоритмов проведена интерпретация экспериментальных данных. Проанализированы суточные и сезонные вариации поляризационных характеристик СНЧ полей. Объяснена физическая природа ряда аномальных особенностей их поведения.

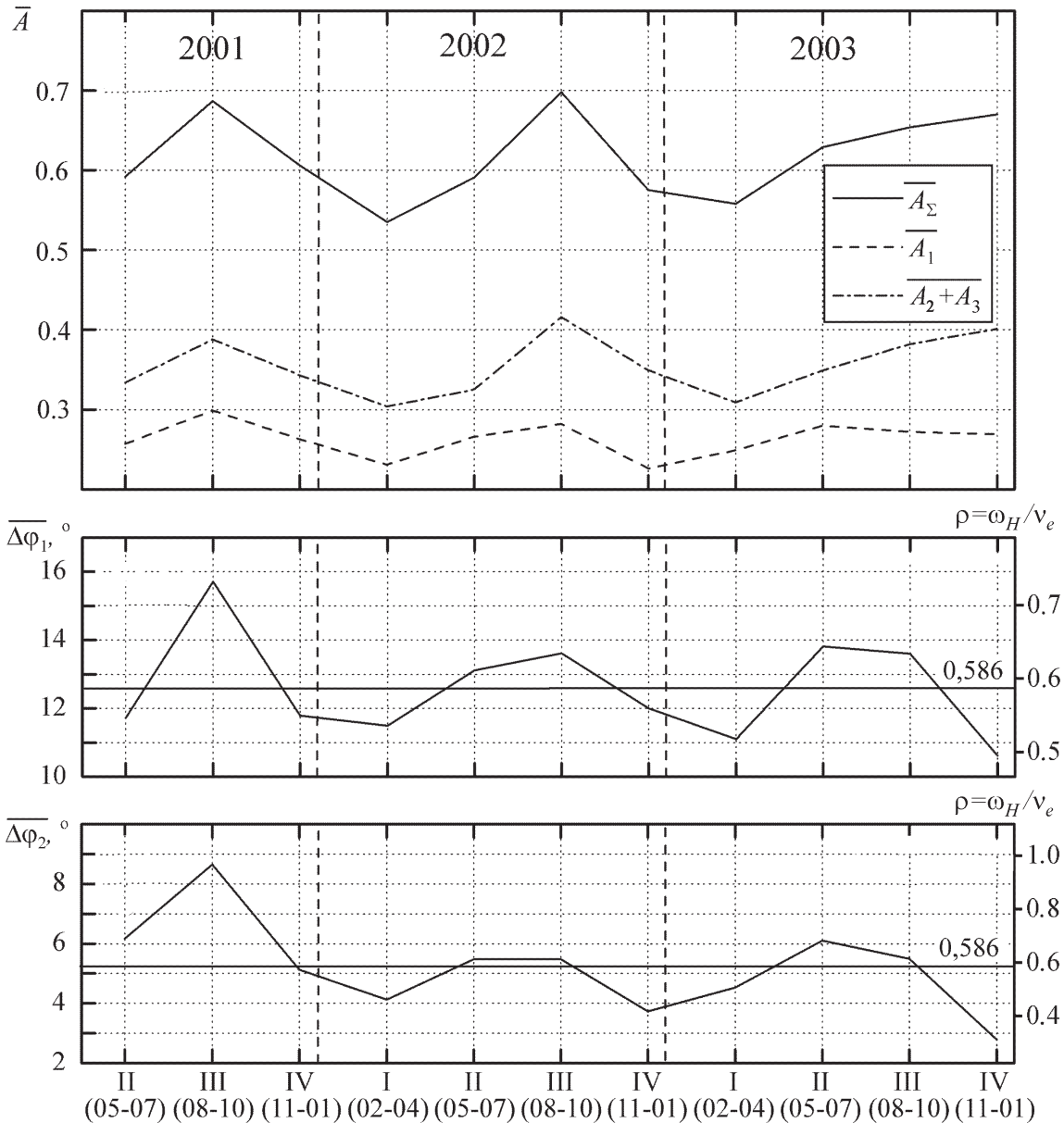


Рис. 8. Среднесуточные значения уровней активности основных мировых грозных центров, глобальной грозной активности и “кажущихся” долготных смещений источников излучения на частотах двух первых ШР, восстановленные из поляризационных измерений 2001-2003 гг.

4. Восстановлены суточные ходы уровня активности основных мировых грозных центров на протяжении четырех периодов годового солнечного цикла каждого из трех лет наблюдений. Проанализирован сезонный ход среднесуточных значений грозной активности каждого из центров, а также

параметра гиротропии ρ резонансной полости Земля–ионосфера.

5. Независимые оценки параметра ρ , полученные на основании среднесуточных значений $\Delta\phi^{(1)}$, $\Delta\phi^{(2)}$ “кажущихся” долготных смещений источников излучения в гиротропной полости Земля–ионосфера, до-

полнительно усредненных по всем дням трехлетнего цикла наблюдений, совпадают с точностью до третьего знака, что свидетельствует об адекватности развитой теоретической модели неким средним условиям, соответствующим описываемому явлению.

Авторы признательны руководству Украинского антарктического центра за помощь в организации и проведении исследований. Работа выполнена в рамках НИР “Антарктида” МОН Украины и “Резонансы” УАЦ МОН Украины при частичной финансовой поддержке УНТЦ (партнерский проект № Р-072). Авторы благодарны сотруднику ЛЦ ИКИ НАНУ-НКАУ А. Пристаю за проведение качественных измерений и предварительную обработку данных на УАС в 2003 г.

Литература

1. Безродный В. Г. Асимптотическая теория полостей шумановских резонансов в гиротропной полости Земля–ионосфера // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, №4. – С. 375-390.
2. Колосков А. В., Буданов О. В., Безродный В. Г., Ямпольский Ю. М. Определение местоположений сверхмощных молниевых разрядов на основе поляризационных магнитных измерений в диапазоне шумановских резонансов. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, №4. – С. 391-403.
3. Безродный В. Г., Буданов О. В., Колосков А. В., Ямпольский Ю. М. Электромагнитное окружение Земли в СНЧ-диапазоне // Космическая наука и технология. – 2003. – Т. 9, №5/6. – С. 117-123.
4. Лазебный Б. В., Николаенко А. П., Пазнухов В. Е. Тезисы докладов Всесоюзной конференции “Прием сверхнизкочастотных колебаний и устройства для их обработки”. – Воронеж, 15-17 февраля 1983 г. – С. 44-45.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М: Наука, 1970. – 855 с.
6. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля–ионосфера. – Киев: Наукова Думка, 1977. – 199 с.
7. Polk C. Schumann resonances // CRC Handbook of Atmospherics / Edited by H. Volland. – CRC Press, Boca Raton, Fla., 1982. – Vol. 1. – P. 452-484.
8. Sentman D. D. Schumann resonances // Handbook of Atmospheric Electrodynamics / Edited by H. Volland. – CRC Press, Boca Raton, Fla., 1995. – Vol. 1. – P. 267-310.
9. Николаенко А. П., Рабинович Л. М., Швеца А. В., Щекотов А. Ю. Обнаружение расщепления собственных частот шумановских резонансов // Радиофизика и электроника. – 2002. – Т. 7, №3. – С. 498-508.
10. Николаенко А. П., Рабинович Л. М., Швеца А. В., Щекотов А. Ю. Поляризационные характеристики низкочастотных резонансов в полости Земля–ионосфера // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2004. – Т. 47, №4. – С. 267-291.
11. Nickolaenko A. P., Satori G., Zieger B., Rabinowicz L. M., Kudintseva I. G. Parameters of global thunderstorm activity deduced from the long-term Schumann resonance records // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 1998. – Vol. 60, No. 3. – P. 387-399.

Поляризаційний моніторинг шуманівських резонансів в Антарктиці та відновлення характеристик світової грозової активності

**О. В. Колосков, В. Г. Безродный,
О. В. Буданов, В. Е. Пазнухов,
Ю. М. Ямпольський**

В роботі наведено результати безперервних поляризаційних вимірювань горизонтальних магнітних компонент ННЧ полів, виконаних авторами на Українській антарктичній станції “Академік Вернадський” в період 2001-2003 рр. Розроблено теоретичні алгоритми розв’язання прямої та зворотної задач поляризаційної діагностики полів шуманівських резонансів, збуджуваних світовою грозовою активністю у гиротропній порожнині Земля–ионосфера. Грунтуючись на зазначених алгоритмах інтерпретовано експериментальні дані. Відновлено добові залежності рівнів активності основних світових грозових центрів, характерні для кожного з чотирьох періодів річного сонячного циклу всіх трьох років спостережень. Проаналізовано сезонний хід середньодобових значень рівнів активності грозових центрів та параметра гиротропії резонансної порожнини Земля–ионосфера за той самий період.

**Polarization Monitoring of the Schumann
Resonances in the Antarctic and
Reconstruction of the World Thunderstorm
Activity Characteristics**

**A. V. Koloskov, V. G. Bezrodny,
O. V. Budanov, V. Ye. Paznukhov,
and Y. M. Yampolski**

Continuous polarization data on horizontal magnetic components of ELF fields, the authors have measured at the Ukrainian Antarctic Station “Akademik Vernadsky” during 2001-2003, are presented. Theoretical algorithms for solving the direct and inverse problems of polarization diagnostics of fields of the Schumann resonances excited by the world thunderstorm activity in the gyrotropic Earth-ionosphere cavity are developed. Following these algorithms, the experimental data have been interpreted. Diurnal runs of activity levels of the main world thunderstorm centers characteristic of each of the four periods of the Sun’s yearly cycle are reconstructed. Daily mean seasonal runs of the activity level of each thunderstorm center and the gyrotropic ratio of the Earth-ionosphere resonant cavity are analyzed.