

## ПОЛЯРНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ИОНОСФЕРЫ, ВЫЗВАННАЯ СОЛНЕЧНЫМИ ПРОТОННЫМИ СОБЫТИЯМИ

Л. М. Рабинович, А. В. Швец, А. П. Николаенко

*Институт радиопрофики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

С помощью формального анализа и численного моделирования показано, что полярная неоднородность нижней ионосферы Земли, возникающая во время мощных солнечных протонных событий (СПС), способна привести к заметным изменениям спектров глобального электромагнитного (шумановского) резонанса. Обсуждаются вариации резонансных спектров, их зависимость от положения наблюдателя и источника поля. Расчетные данные сопоставлены с наблюдениями с 2000 по 2003 гг. и дана интерпретация эксперимента. По записям шумановского резонанса оценен параметр полярной неоднородности. Ил. 10. Табл. 2. Библиогр.: 9 назв.

**Ключевые слова:** глобальный электромагнитный резонанс, солнечные протонные события, полярная неоднородность ионосферы.

Данная публикация является второй частью работы, посвященной влиянию полярной неоднородности нижней ионосферы, обусловленной солнечными протонными событиями (СПС), на спектры глобального электромагнитного резонанса полосты Земля-ионосфера (шумановский резонанс). В первой части работы [1] были приведены экспериментальные данные, демонстрирующие изменения пиковых частот под влиянием СПС. Настоящая работа содержит теоретическое исследование и моделирование влияния полярной неоднородности на резонансные колебания, кроме того, дана интерпретация экспериментальных данных.

Пусть источником поля в изотропном резонаторе Земля-ионосфера с полярной неоднородностью служит точечный вертикальный электрический диполь, расположенный на поверхности Земли в точке с произвольными координатами  $a, \theta_s, \varphi_s$

$$\vec{j} \omega = \vec{r} IdS \omega \frac{\delta r - a}{r^2 \sin \theta} \frac{\delta \theta - \theta_s}{r^2 \sin \theta} \frac{\delta \varphi - \varphi_s}{r^2 \sin \theta}. \quad (1)$$

Здесь  $\vec{j} \omega$  - Фурье-компонента тока источника;  $\omega$  - круговая частота;  $\vec{r}$  - орт внешней нормали к поверхности Земли;  $IdS \omega$  - токовый момент диполя;  $a$  - радиус Земли [2-5].

Ось  $\theta = 0$  сферической системы координат направлена на северный полюс. Предполагается, что поверхность Земли идеально проводящая, а зависимость от времени имеет вид  $\exp i\omega t$ . Влияние ионосферы мы учитываем с помощью импедансных граничных условий [2-5]

$$\left[ \vec{r} \vec{E} \right] \Big|_S = \hat{z} \left[ \vec{r} \left[ \vec{H} \vec{r} \right] \right] \Big|_S, \quad (2)$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  - электрическая и магнитная составляющие электромагнитного поля;  $S$  - нижняя граница ионосферы, представляющая собой сферу радиуса  $b$ , концентричную поверхности Земли ( $r = a$ ), так что высота ионосферы равна  $h = b - a$ ;

$\hat{z} \theta, \varphi$  - тензор поверхностного импеданса ионосферы, который в случае полярной неоднородности ионосферы оказывается скаляром и имеет следующий вид [5]:

$$z = z_0 \left( 1 + \rho \cos^2 \theta \right) \equiv z_0 + z_1 x^2, \quad x = \cos \theta. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  - безразмерный параметр, характеризующий степень полярной неоднородности;  $z_0$  - эффективный поверхностный импеданс однородной и изотропной ионосферы, вводимый нами ниже. Поля резонатора представляются в виде разложения по собственным функциям идеальной сферической полости Земля-ионосфера [2-5]

$$\vec{H} = \sum_{n,m} \alpha_{nm} \vec{H}_{nm}, \quad (4)$$

$$\vec{E} = \sum_{n,m} \beta_{nm} \vec{E}_{nm}. \quad (5)$$

Детали построения решения и расчетные формулы приведены в Приложении.

**1. Спектры полей.** Использовалось известное дисперсионное соотношение [4], связывающее поверхностный импеданс ионосферы с постоянной распространения СНЧ радиоволн  $V$  в однородном резонаторе

$$z_0 \omega = \frac{i b - a}{\omega c} \left[ V \sqrt{V + 1} \frac{c^2}{a^2} - \omega^2 \right], \quad (6)$$

где зависимость  $V$  от частоты  $f$  описывалась эмпирической формулой [4]

$$V f = \frac{f - 2}{6} - i \frac{f}{100}. \quad (7)$$

Расчетные спектры электрической  $E_r$  и магнитных  $H_\theta$  и  $H_\varphi$  компонент для набора значений параметра неоднородности  $\rho$  и времени наблюдения представлены на рис. 1-3. Предполагалось, что источник расположен на экваторе в точке  $\theta_s = 90^\circ$ ,  $\varphi_s = 15^\circ (T - 17)$ . Таким образом, по мере изменения мирового времени  $T$  источник

движется вокруг Земли по экватору, оставаясь на долготе, где местное время равно 17 ч. Наблюда-

тель расположен в точке с координатами  $\theta = 30^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ , т. е. на  $60^\circ$  с. ш. и  $0^\circ$  в. д.

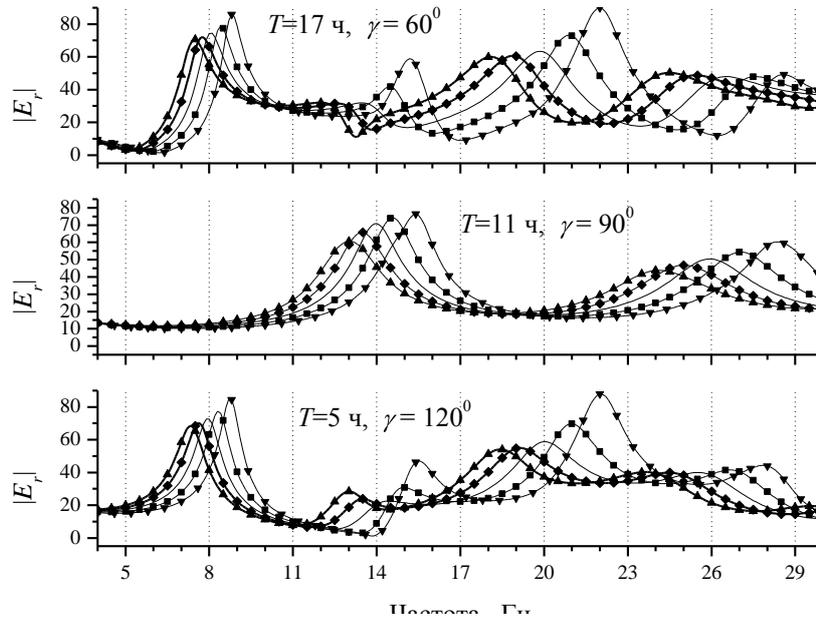


Рис. 1. Спектры электрической компоненты  $E_r$  для различных значений параметра полярной неоднородности ионосферы  $\rho$  и времени наблюдения  $T$  (углового расстояния источник-приемник  $\gamma$ ):  $\nabla$  —  $\rho = -1$ ;  $\blacksquare$  —  $\rho = -0,5$ ;  $\text{—}$  —  $\rho = 0$ ;  $\blacklozenge$  —  $\rho = 0,5$ ;  $\blacktriangle$  —  $\rho = 1$

Графики рис. 1-3 приведены для специальных моментов времени, соответствующих характерному расположению источника. Так, источник и наблюдатель находятся на одной и той же дуге большого круга при  $T = 5$  и  $T = 17$  ч, а расстояние между ними максимально или минимально. Время  $T = 11$  ч соответствует угловому расстоянию между источником и наблюдателем  $\gamma = 90^\circ$ , что в однородном резонаторе соответ-

ствует узлам нечетных модов электрической компоненты поля и узлам четных модов магнитного поля. Из рисунков видно, что и в резонаторе с полярной неоднородностью положение узлов сохраняется, что легко показать, пользуясь формулами Приложения. В неоднородном резонаторе при  $T = 11$  и  $T = 23$  ч в спектре амплитуд компоненты поля  $H_\theta$  отсутствуют четные пики (см. рис. 2).

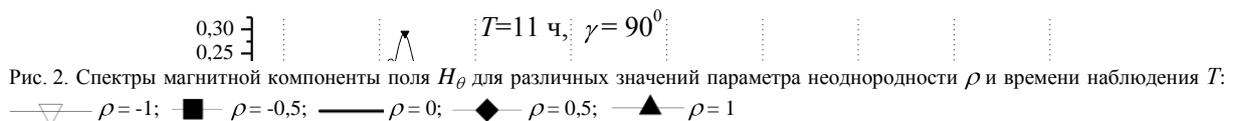


Рис. 2. Спектры магнитной компоненты поля  $H_\theta$  для различных значений параметра неоднородности  $\rho$  и времени наблюдения  $T$ :  $\nabla$  —  $\rho = -1$ ;  $\blacksquare$  —  $\rho = -0,5$ ;  $\text{—}$  —  $\rho = 0$ ;  $\blacklozenge$  —  $\rho = 0,5$ ;  $\blacktriangle$  —  $\rho = 1$

Поведение компоненты поля  $H_\theta$  на рис. 3 требует отдельного комментария. В однородном резонаторе  $H_\theta = 0$ , если  $T = 11$  или  $T = 23$  ч. Действительно, при этом азимут источника равен  $\pm 90^\circ$ , и трасса распространения ориентирована так, что в

пункте приема регистрируется только компонента  $H_\theta$ . В присутствии полярной неоднородности эта компонента уже не равна нулю, но остается малой и имеет четко выраженные максимумы на четных модах шумановского резонанса.

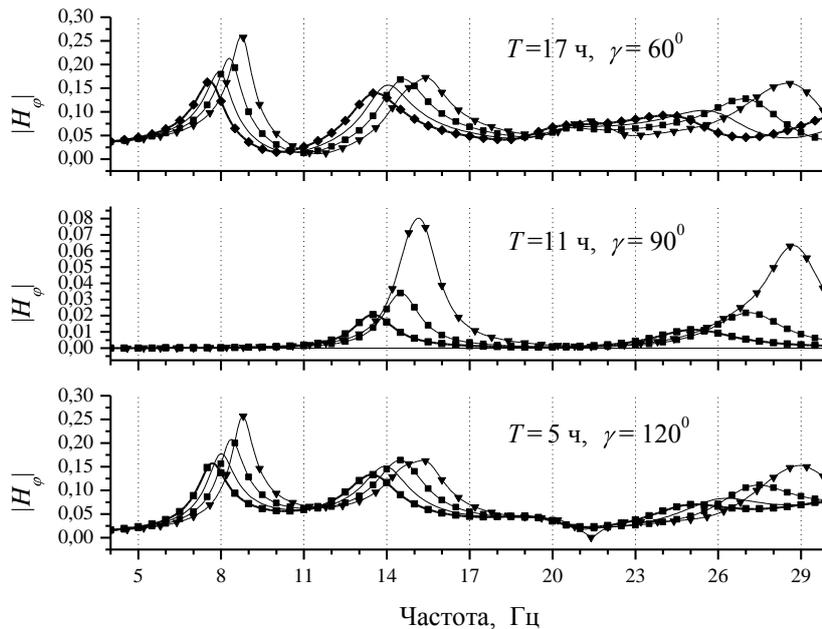


Рис. 3. Спектры магнитной компоненты поля  $H_\varphi$  для различных значений параметра неоднородности  $\rho$  и времени наблюдения  $T$ :  $\triangle$  —  $\rho = -1$ ;  $\blacksquare$  —  $\rho = -0,5$ ;  $\text{—}$  —  $\rho = 0$ ;  $\blacklozenge$  —  $\rho = 0,5$ ;  $\blacktriangle$  —  $\rho = 1$

Расчеты производились для  $\rho \in [-1; 1]$ . Значение  $\rho = -1$  соответствует идеальной проводимости ионосферной стенки на полюсах, здесь поверхностный импеданс равен нулю. Однородный резонатор отвечает  $\rho = 0$ , а при  $\rho = 1$  импеданс на полюсах удваивается по сравнению с моделью однородного резонатора. Из спектров, приведенных на рис. 1-3, видно, что при уменьшении параметра  $\rho$  пиковые частоты возрастают. Это связано с уменьшением среднего импеданса ионосферы, а значит, с общим снижением потерь полости Земля-ионосфера.

Если источник поля смещен относительно экватора, то в спектре вертикальной электрической компоненты в окрестности первого мода может появиться дополнительный максимум. На рис. 4 представлены такие спектры для наблюдателя, расположенного на нулевом меридиане  $\varphi = 0^\circ$ , и источников, находящихся, как и ранее, на 17 ч местного времени, но сдвинутых на  $\theta_S = 60^\circ$ ,  $\theta_S = 100^\circ$  или  $\theta_S = 45^\circ$ , т. е., источник помещен на  $30^\circ$  с. ш.,  $10^\circ$  ю. ш., или на  $45^\circ$  с. ш. соответственно. Параметр неоднородности принимал при этом значения  $\rho = 1$ ,  $\rho = -1$  и снова  $\rho = 1$ . Наблюдатель расположен на нулевом меридиане и на  $60^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $50^\circ$  с. ш. соответственно ( $\theta = 30^\circ, \theta = 30^\circ, \theta = 40^\circ$ ).

Из рис. 4,а видно, что при  $T = 7$  ч, т. е. при угловом расстоянии источник - приемник  $\gamma = 86,6^\circ$  (близком, но не равном узловой дистанции  $90^\circ$  однородного резонатора) в спектре  $E_r$  возникают два заметных максимума, приходящихся на частоты

7,05 Гц и 8,01 Гц. При приближении наблюдателя к узлу поля дополнительный максимум уменьшается и при  $T = 5$  ч ( $\gamma = 90^\circ$ ) полностью исчезает. Для моментов времени вне интервала  $T \in (6; 8$  ч) в спектре имеется только один максимум. В силу симметрии задачи относительно моментов времени 5 и 17 ч, на рис. 4 приведены кривые, соответствующие только половине суток. Описанное «расщепление» спектра амплитуд исчезает, если широта источника приближается к широте наблюдателя. Если же источник поля помещен в южное полушарие, то в спектре снова могут возникнуть два максимума, но уже при отрицательных  $\rho$ . Это иллюстрируется рис. 4,б, где представлены спектры электрической компоненты поля для  $\theta_S = 100^\circ$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $\rho = -1$ . Здесь для наглядности использованы дробные значения времени.

Два максимума на рис. 4,б появляются при расстоянии источник - наблюдатель, близком к  $\gamma = 87^\circ$  ( $T = 12,5$  ч,  $T = 22,5$  ч). Однако теперь они расположены на частотах около 8,13 Гц и 8,93 Гц, заметно выше, чем было при источнике в северном полушарии из-за того, что  $\rho = -1$ . Детальные исследования показали, что при фиксированном положении наблюдателя второй максимум обнаруживается в спектре только для источников в определенных полосах широт вблизи ( $30^\circ$  с. ш.  $\div$   $35^\circ$  с. ш.) при  $\rho = 1$  и ( $5^\circ$  ю. ш.  $\div$   $15^\circ$  ю. ш.) при  $\rho = -1$ . Наблюдается асимметрия интервалов широт источников относительно экватора с тенденцией их сдвига в сторону наблюдателя. При слабых неоднородностях соответствующие диапазоны широт сужаются или вообще исчезают. Два максимума в спектре

(«расщепление») вблизи «узлового» расстояния источник - наблюдатель возникают благодаря взаимодействию различных модов, интерференцией двух подуровней первого мода (оба имеют малую амплитуду) и «крыльев» остальных модов. Два пика видны в спектре, если в решении задачи

кроме первого мода учитывают не менее трех высших модов (т. е. ранг матрицы  $D$ , не ниже 4). Причиной такого поведения является структура матрицы (см. Приложение). В наших расчетах ранг обращаемой матрицы  $D$  выбирался равным 100.

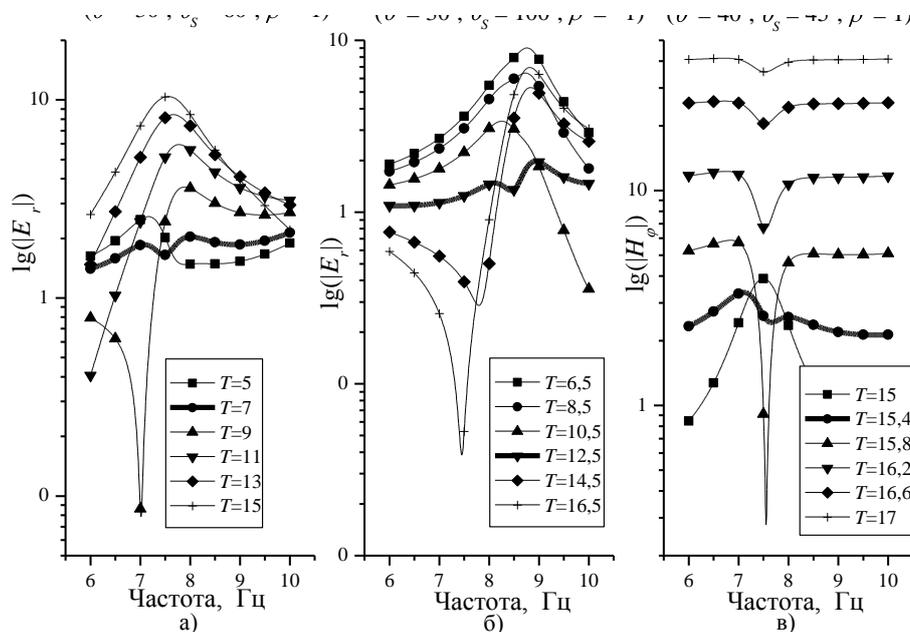


Рис. 4. Резонансные спектры при различных значениях времени для источника, сдвинутого относительно экватора. Жирными линиями выделены спектры, имеющие два максимума: а) электрическая компонента, источник расположен в северном полушарии,  $\theta = 30^\circ$ ,  $\theta_S = 30^\circ$ ,  $\rho = 1$ ; б) электрическая компонента, источник расположен в южном полушарии  $\theta = 30^\circ$ ,  $\theta_S = 100^\circ$ ,  $\rho = -1$ ; в) магнитная ( $H_\phi$ ) компонента, источник и наблюдатель расположены на близких широтах северного полушария  $\theta = 40^\circ$ ,  $\theta_S = 45^\circ$ ,  $\rho = 1$

Надо отметить, что дополнительный максимум присутствует не только в электрической, но и в магнитной компоненте  $H_\phi$  (см. рис. 4,в), если наблюдатель располагается в средних широтах, а широта источника близка к широте наблюдателя. В остальных случаях имеется один максимум. Вопрос об одновременном существовании дополнительных пиков в двух или всех трех компонентах поля остается пока открытым. Экспериментально также наблюдались два пика (расщепление) в окрестности первого и второго модов шумановского резонанса. До максимума СПС в спектрах видны обычные сравнительно гладкие пики около 8 и 14 Гц. После максимума солнечного протонного события, произошедшего 6 ноября 2001 г., спектр электрической компоненты оказался изрезанным сильнее, чем до СПС (см. рис. 5) [1]. Добавились пики на частотах ниже 8 и 14 Гц. Такое поведение экспериментальной записи качественно согласуется с расчетом для электрической компоненты поля в случае источника, расположенного в северном полушарии,  $\theta_S = 30^\circ$ ,  $\rho = 1$  (см. рис. 4,а). При сравнении рис. 4 и рис. 5 необходимо учитывать, что в расчетах на-

блюдатель располагался на долготе  $\varphi_S = 0^\circ$ , тогда как обсерватория Лехта имеет географические координаты  $64^\circ$  с. ш. и  $34^\circ$  в. д. Долгота наблюдателя соответствует примерно двухчасовому опережению относительно расчетных данных, если это учесть, то появление двойного максимума в эксперименте и расчете оказывается весьма близким во времени.

Заметим однако, что такая интерпретация не очень убедительна, поскольку в ноябре мировые грозы смещаются в Южное полушарие, тогда как нам приходится располагать источник в Северном. Поскольку на рис. 5 приведены спектры короткого пятиминутного временного интервала, можно допустить, что в это короткое время центр мировой грозовой активности сместился в северные широты. К сожалению, такое поведение маловероятно, да и независимое подтверждение такого смещения отсутствует.

Более реалистичное объяснение изрезанности экспериментального спектра состоит в том, что в пятиминутном интервале наблюдений случайно возникло некое пространственно - временное распределение мировой грозовой активности,

которое обусловило тонкую структуру спектра. Скажем, произошла интерференция непрерывного фонового сигнала с несколькими дискретными радиоимпульсами (всплесками СНЧ излучения), пришедшими в «нужные» моменты времени от

мощных грозных разрядов. Такая случайная изрезанность конечно не связана с расщеплением собственных частот резонанса под воздействием полярной неоднородности, которая не превышает десятых долей герца [2-5].

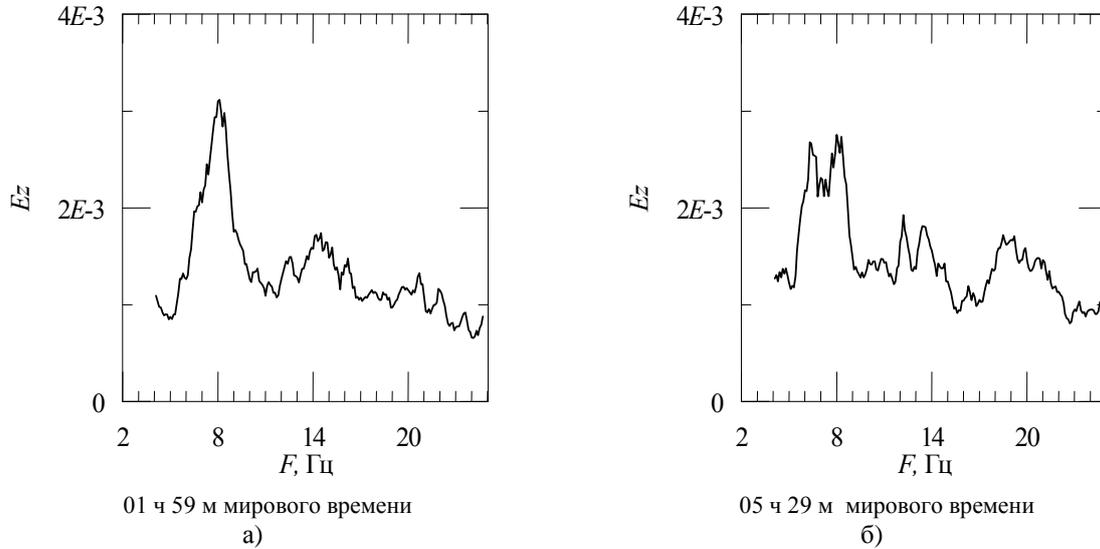


Рис. 5. Пятиминутные спектры электрической компоненты поля  $E_z$  до (а) и после (б) максимума события 6 ноября 2001 г.

**2. Градуировочные кривые.** Из модельных данных ясно, что амплитудный спектр поля в целом и отдельные пиковые частоты зависят не только от взаимного положения наблюдателя и источника, но и от величины полярной неоднородности ионосферы (т. е. от  $\rho$ ). Это обстоятельство позволяет надеяться на обнаружение быстрых вариаций пиковой частоты, приуроченных к СПС. Мы будем использовать их для определения величины полярной неоднородности ионосферы, вызванной солнечными протонами. Известно, что мощная вспышка на Солнце может породить поток энергичных протонов, движущихся к Земле с околосветовой скоростью и достигающих ее примерно за 8 мин. Их взаимодействие с магнитосферой Земли модифицирует нижнюю ионосферу у полюсов, изменяя ее профиль. Так возникает полярная неоднородность. Чаще всего наблюдается поглощение радиоволн в полярной шапке (ППШ) [2-4]. Оно возникает тогда, когда поток солнечных протонов достаточно силен, чтобы привести к снижению полярной ионосферы как целого. Более слабый поток не доходит до нижней границы ионосферы, однако увеличивает проводимость плазмы над нею. Поэтому крутизна вертикального профиля проводимости увеличивается, а поверхностный импеданс ионосферы уменьшается. В обоих случаях возникает полярная неоднородность, только в первом из них параметр  $\rho$  оказывается положительным, а во втором - отрицательным [4]. Очевидно, что пиковые частоты полости Земля -

ионосфера должны резко измениться в момент начала СПС за счет появления полярной неоднородности. При  $\rho > 0$  пиковые частоты уменьшаются, а при  $\rho < 0$  - увеличиваются [4-9]. Численное моделирование показало, что быстрые изменения в спектре глобального резонанса наблюдаются поразному на разных компонентах поля, все зависит от взаимного расположения наблюдателя и источника в момент СПС. Из графиков рис. 6 ясно, что возможны такие положения наблюдателя и источника, когда модификации пиковой частоты, вызванные СПС, обнаруживаются в одних компонентах поля, но отсутствуют в других.

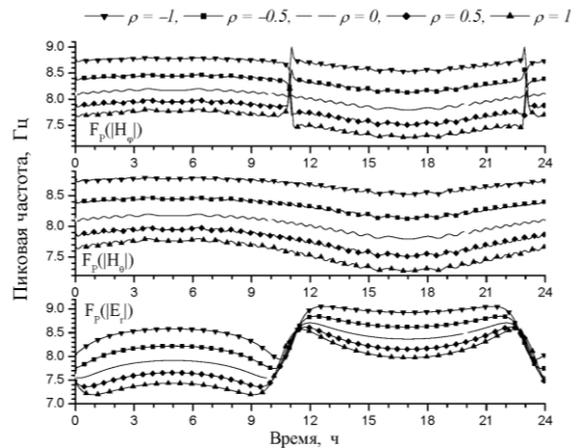


Рис. 6. Расчетные суточные вариации пиковых частот различных компонент поля в резонаторе с полярной неоднородностью

Определим формально пиковую частоту или частоту максимума спектра мощности естественного радишума, это необходимо из-за изрезанности экспериментальных спектров (см. рис. 5). Используют различные оценки пиковых частот. Мы воспользуемся формулой Райса [6], согласно которой пиковая частота  $f_P$  колебаний в интервале частот  $[f_1; f_2]$ , охватывающем резонансный пик, находится по формуле

$$f_P^2 = \frac{\int_{f_1}^{f_2} f^2 S(f) df}{\int_{f_1}^{f_2} S(f) df}, \quad (8)$$

где  $S(f)$  - спектр мощности колебаний.

На рис. 6 представлены суточные изменения пиковой частоты первого мода колебаний для различных компонент поля при фиксированных  $\rho$ . Источник поля находится на экваторе на долготе, где местное время равно 17 ч., а наблюдатель расположен на широте  $60^\circ$  и нулевом меридиане. В формуле (8) использовался интервал частот от  $f_1 = 6$  Гц до  $f_2 = 10$  Гц. Нижний график рис. 6 показывает изменения с параметром  $\rho$  хорошо известных суточных вариаций пиковой частоты первого мода колебаний на компоненте поля  $E_r$ . Видно, что кривые, характерные для однородного резонатора, «сдвигаются как целое» вверх или вниз под воздействием полярной неоднородности. Интересно отметить, что амплитуда вертикальной электрической компоненты поля на первом моде начинает изменяться подобно его частоте за счет дифракции излучения точечного вертикального электрического диполя постоянной амплитуды на полярной неоднородности ионосферы [7, 8]. Особенностью кривых рис. 6 являются скачки пиковой частоты компоненты поля  $H_\varphi$  в окрестности узла (11 и 23 ч). Эти скачки являются «артефактом» и имеют простое происхождение. В 11 и 23 ч источник и приемник расположены так, что в однородном резонаторе компонента  $H_\varphi$  обращается в нуль, поэтому наблюдаемое поле определяется дифракцией на полярной неоднородности. Справедливость такого утверждения проясняется рис. 7 где мы приводим карты распределения амплитуды магнитных компонент над плоскостью частота - время. Параметр неоднородности  $\rho = 1$ . Вертикальные пунктирные линии на рис. 7,б обозначают линии нулевой амплитуды поля  $H_\theta$ .

Из рис. 7,б видно, что для  $H_\theta$  в резонаторе с полярной неоднородностью, как и в однородном резонаторе, существуют расстояния источник - приемник, для которых эта компонента поля точно обращается в нуль. Компонента поля  $H_\varphi$  нигде в нуль не обращается, но достигает ми-

нимума. Так или иначе, имеются взаимные положения источника и наблюдателя, в которых понятие пиковой частоты теряет смысл, поскольку здесь резонансные пики исчезают. Формально получаемое значение пиковой частоты (8) в окрестности такой точки оказывается фиктивным, которое в нашем конкретном случае обусловило скачки графика на рис. 6 в окрестности 11 и 23 ч.

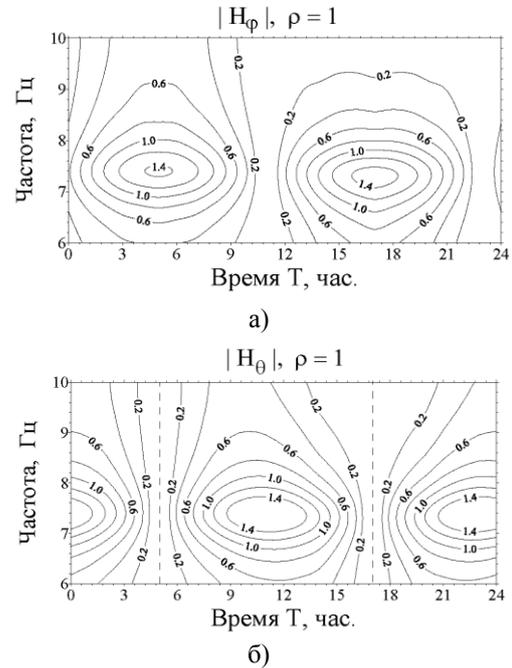


Рис. 7. Линии постоянного уровня компоненты поля  $H_\varphi$  - (а) и  $H_\theta$  - (б), источник на экваторе,  $\rho = 1$

Рис. 6 демонстрирует, что интерпретация экспериментальных данных наталкивается на трудности, связанные с неизвестным расположением случайных источников поля поскольку суточное движение источника по экватору (ежедневное движение мировых гроз вокруг планеты) приводит к изменениям, близким по величине к вариациям пиковых частот за счет полярной неоднородности. Для выхода из этого затруднения мы могли бы связать быстрые изменения пиковой частоты во время СПС с действительной частью комплексной собственной частоты неоднородного резонатора, как это делалось в работе [4]. Однако экспериментально измеряются все же пиковые, а не собственные частоты, поэтому при сопоставлении с экспериментом мы используем градуировочные кривые для пиковых частот, усредненных за сутки. Такие средние частоты отвечают равномерному распределению грозовой активности по экватору. На рис. 8 представлены кривые «параметр неоднородности - средняя пиковая частота». С их помощью мы и оценим параметр  $\rho$ , приуроченный к резким изменениям первой пиковой частоты различных модов и различных компонент поля. Так мы узнаем насколько солнечное протонное событие изменяет полярную нижнюю ионосферу.

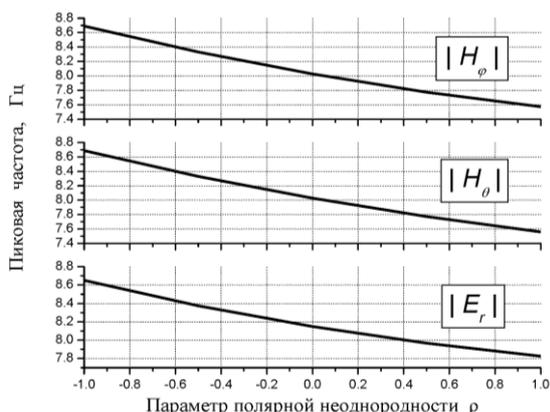


Рис. 8. Градуировочные кривые для всех трех компонент поля.

Отметим, что с увеличением  $\rho$  пиковые частоты уменьшаются. Поскольку положение источников относительно пункта наблюдения в настоящее время неизвестно, приходится использовать средние за сутки градуировочные данные рис. 8.

**3. Выбор аппроксимирующей кривой.** На рис. 9 приведены относительные изменения частоты  $\delta F_p = dF/F_0 = [F_p(\rho) - F_p(\rho=0)]/F_p(\rho=0)$ , где  $F_p(\rho=0)$  - пиковая частота однородного резонатора, а  $F_p(\rho)$  - пиковая частота, наблюдаемая во время возмущений. Относительные вариации частоты строились для всех трех компонент поля: Для сравнения на рис. 9 кривыми с треугольниками приведены изменения собственных значений вырожденного дублета  $m = 0$  и  $m = |1|$ , на который расщепился первый мод под воздействием полярной неоднородности. Эти собственные значения использовались в работе [4].

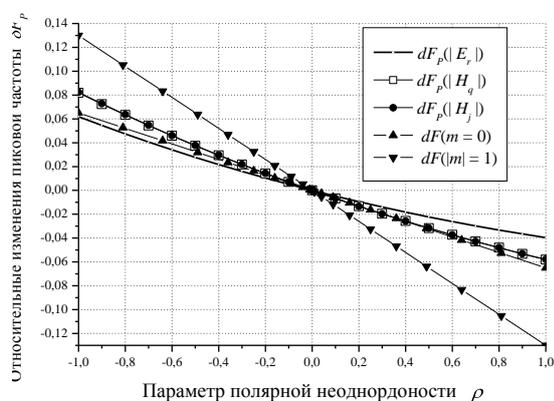


Рис. 9. Относительное изменение пиковых частот  $dF/F_0$  для электрической и магнитных компонент поля

Из рис. 9 видно, что относительные изменения пиковых частот за счет полярной неоднородности лежат примерно в «коридоре», ограниченном изменениями собственных частот полости Земля - ионосфера. Кривая для электриче-

ской компоненты выходит из этого коридора, но при желании ее можно скомпенсировать подбором интервала интегрирования в формуле (8). Зависимости  $\delta F(\rho)$  оказываются близкими к линейным, а сами градуировочные кривые с графической точностью совпадают для всех компонент поля. Мы аппроксимируем их квадратичными параболой вида:

$$\delta F_p = a\rho^2 + b\rho + c. \quad (9)$$

В табл. 1 приведены параметры  $a, b, c$ , найденные для всех трех компонент поля. Они и использовались при обработке и интерпретации экспериментальных данных.

Таблица 1  
Коэффициенты параболической аппроксимации (9)

Компонента / Коэффициент	$E_r$	$H_\theta$	$H_\phi$
$a$	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$6,99 \cdot 10^{-3}$	$7,28 \cdot 10^{-3}$
$b$	$4,975 \cdot 10^{-2}$	$-6,874 \cdot 10^{-2}$	$-6,894 \cdot 10^{-2}$
$c$	$-7,746 \cdot 10^{-6}$	$-5,977 \cdot 10^{-6}$	$-1,9411 \cdot 10^{-5}$

**4. Сравнение с экспериментом.** Как уже отмечалось, в начале СПС резко изменяются пиковые частоты шумановского резонанса. По такому скачку можно найти величину  $\rho$ , характеризующую степень полярной неоднородности. Мы поступили следующим образом. Для трехдневного фрагмента непрерывной записи, охватывающего дату солнечного протонного события, строился параметр  $\rho$  как функция мирового (гринвичского) времени. Эти графики показаны на рис. 10. Такой подход, примененный к записям СНЧ резонанса впервые, позволяет убедиться, всегда ли начало СПС приурочено к резким изменениям. Недостаток подхода, с которым приходится мириться, состоит в том, что регулярные суточные вариации резонансных частот, связанные с передвижением гроз по планете, приводят к кажущимся изменениям параметра  $\rho$ . Отделение суточных вариаций от скачков, связанных с СПС, осуществить непросто. Список событий помещен в табл. 2.

Таблица 2  
Параметры солнечных протонных событий

Солнечные протонные события		
Начало (день/чч.мм)	Максимум (дата/чч.мм)	Поток протонов
2000 г., Июль 14/10.45	15/07, 12.30	24,000
2000 г., Ноябрь 08/23.50	9/11, 16.00	14,800
2001 г., Сентябрь 24/12.15	25/09, 22.35	12,900
2001 г., Ноябрь 04/17.05	06/11, 02.15	31,700
2001 г., Ноябрь 22/23.20	24/11, 05.55	18,900
2003 г., Октябрь 28/12.15	29/10, 06.15	29,500

Здесь перечислены моменты начала СПС и его максимума (мировое время), максимальный поток протонов. Данные о потоке протонов с

энергией более 10 МэВ были измерены на геостационарном спутнике GOES и усреднялись за 5 мин. Плотность потока частиц измеряется в единицах  $pfu$  (Particle Flux Units), где  $1\text{ pfu} = 1 \frac{\text{частица}}{\text{см}^2 \text{стерадиан} \cdot \text{с}}$ . Начало протонного со-

бытия определяется первыми тремя последовательными отсчетами потока, превышающими величину  $10\text{ pfu}$ . Конец события - это момент, когда поток протонов в последний раз принимает значение большее или равное  $10\text{ pfu}$ .

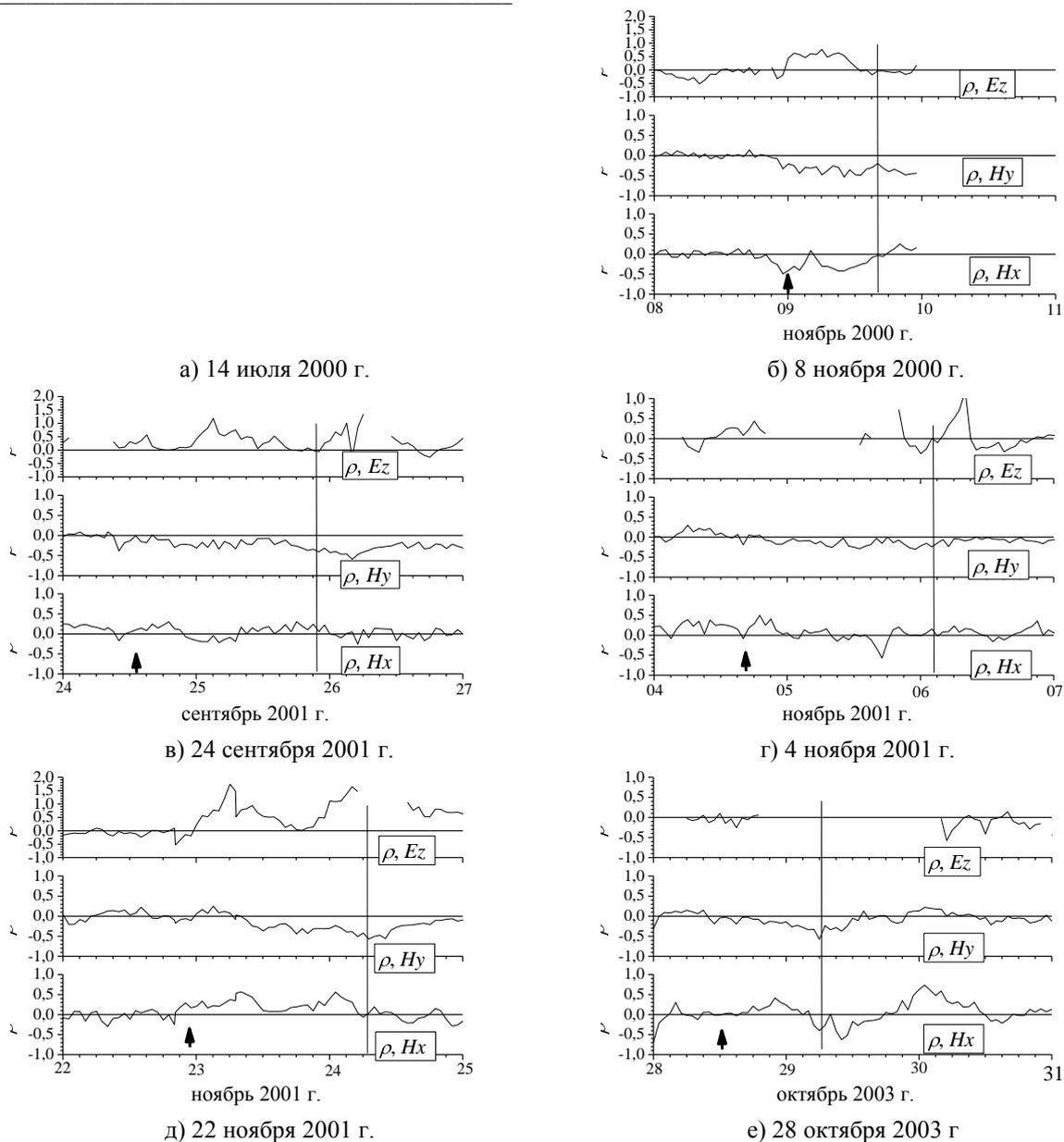


Рис. 10. Значения параметра полярной неоднородности, соответствующие экспериментальным значениям относительных вариаций частоты первого мода трех компонент поля в окрестности дат шести солнечных протонных событий

Начало СПС отмечено вертикальной стрелкой на графиках рис. 10, а максимальное значение потока показано вертикальной линией. Датчики горизонтального магнитного поля были ориентированы вдоль географических направлений юг-север (компонента поля  $H_x = -H_\theta$ ) и запад-восток (компонента  $H_y = H_\phi$ ).

Во время СПС 14 июля 2000 г., получившего название «СПС дня Бастилии», каналы вертикальной электрической и западно-восточной магнитной компонент поля временно не работали, поэтому мы приводим только один график. Еще раз подчеркнем, что величина  $\rho$  определялась формально. Очевидно, что использованная

методика не позволяет оценить стационарную полярную неоднородность ионосферы, связанную с неодинаковым углом падения солнечного излучения на ионосферу разных широт.

Как видно из рис. 10, до начала СПС параметр  $\rho$  изменяется незначительно. После протонного события наблюдается его резкое увеличение в одной или нескольких компонентах поля, причем возрастание отмечалось с запаздыванием от нескольких часов до одних суток. Такое поведение согласуется с результатами моделирования, которое показало, что реакции отдельных компонент поля могут запаздать в зависимости от взаимного расположения источника и наблюдателя.

Следует отметить отсутствие плавной зависимости шумановского резонанса от интенсивности СПС. Имеется порог в интенсивности потока частиц (он составляет примерно  $20 \cdot 10^3$  pfu), выше которого регистрируется изменение пиковых частот. Но при этом невозможно указать заранее, когда и в какой именно компоненте поля это изменение произойдет. Наличие порога объясняется физически тем, что всю толщу магнитосферной плазмы пронизывают потоки с мощностью выше некоторого значения, они и модифицируют нижнюю ионосферу, что проявляется в параметрах глобального электромагнитного резонанса.

Максимальное значение параметра  $\rho$ , отмечавшееся в измерениях, составило 1,5. Это означает, что эффективный поверхностный импеданс нижней ионосферы на полюсе возрос в 2,5 раза по сравнению с невозмущенным значением. Отметим, что градуировочные кривые были построены в интервале  $-1 \leq \rho \leq 1$  и значения  $\rho > 1$ , приводимые на рис.10, найдены экстраполяцией по формуле (9).

**Выводы.** Таким образом, решена задача о вынужденных колебаниях резонатора Земля - ионосфера с полярной неоднородностью. Удалось улучшить представления поля и обнаружить при этом ряд не упоминавшихся ранее свойств решения (см. Приложение). Выполнен расчет энергетических спектров в неоднородном резонаторе с полярной неоднородностью для различных положений источника поля и пункта наблюдения. Получены зависимости пиковых частот колебаний от степени полярной неоднородности  $\rho$ . Расчеты показали зависимость эффектов от взаимного расположения наблюдателя и источника, от регистрируемой компоненты поля и номера резонансного мода. Удалось объяснить, почему СПС, наблюдаемые экспериментально, видны не во всех компонентах поля, не на всех обсерваториях и не на всех модах.

Чтобы исключить неизвестное положение источников поля, были использованы средние за сутки градуировочные кривые, что отвечает модели мировых гроз, равномерно распределенных по экватору. Градуировочные зависимости, оказавшиеся близкими к линейным, были аппроксимированы с помощью квадратичных соотношений.

Данные моделирования применялись к записям шести наиболее мощных протонных событий, зарегистрированных в обсерватории Лехта с 2000 по 2003 гг. Для всех из них получены временные изменения эффективного параметра полярной неоднородности ионосферы. Показано, что глобальный электромагнитный резонанс можно использовать для исследований космической погоды. При этом получать информацию о вспышках на Солнце надо из спутниковых данных, а резкие изменения пиковых частот использовать для оценки глобального возмущения полярной нижней ионосферы. Сравнение эксперимента и теории показало, что мощные протонные события способны заметно изменить свойства полярной ионосферы, так во время СПС ее эффективный поверхностный импеданс над полюсами увеличивается в 2-2,5 раза по сравнению с его невозмущенным значением.

Настоящая работа завершает исследование, начатое безвременно ушедшим Леонидом Марковичем Рабиновичем, нашим другом и коллегой. Она посвящается его светлой памяти.

## Приложение

Рассмотрим СНЧ поля в изотропном резонаторе Земля - ионосфера с полярной неоднородностью. Источником служит точечный вертикальный электрический диполь, расположенный на поверхности Земли в точке с координатами

$a, \theta_S, \varphi_S$ . Влияние ионосферы учитывается с помощью импедансных граничных условий и поверхностного импеданса. Поля резонатора представляются в виде разложений по собственным функциям идеальной сферической полости Земля - ионосфера в виде [2-6]

$$\vec{H} = \sum_{n,m} \alpha_{nm} \vec{H}_{nm}, \quad (1)$$

$$\vec{E} = \sum_{n,m} \beta_{nm} \vec{E}_{nm}, \quad (2)$$

где ортонормированные собственные функции равны

$$E_{nm}^r = -\frac{i}{a\sqrt{2\pi h\epsilon_0}} \tilde{P}_n^m \cos\theta e^{im\varphi}, \quad (3)$$

$$H_{nm}^\theta = \frac{im}{a\sqrt{2\pi h\mu_0} \sqrt{n(n+1)} \sin\theta} \times \quad (4)$$

$$\times \tilde{P}_n^m \cos\theta e^{im\varphi},$$

$$H_{nm}^\varphi = -\frac{1}{a\sqrt{2\pi h\mu_0} \sqrt{n(n+1)}} \times \quad (5)$$

$$\times \frac{d}{d\theta} \tilde{P}_n^m \cos\theta e^{im\varphi}.$$

$$\tilde{P}_n^m x = \sqrt{\frac{2n+1}{2} \frac{n-m!}{n+m!}} P_n^m x \quad \text{обозначает}$$

нормированные присоединенные полиномы Лежандра.

Для  $\alpha_{nm}$  можно получить линейную систему уравнений [2-5]

$$\mathbf{D}\alpha = I, \quad (6)$$

где через  $\alpha$  и  $I$  обозначены матрицы-столбцы с элементами  $\alpha_{nm}$  и  $-\omega_n I_{nm}$  соответственно, а функция источника поля равна

$$I_{nm} = i \int_V \vec{j} \cdot \vec{r} \tilde{E}_{nm}^* dV, \quad (7)$$

$V$  - объем резонатора. Мы имеем с учетом выражения для электрического поля

$$I_{nm} = -\frac{1}{a\sqrt{2\pi} b-a \varepsilon_0} \tilde{P}_n^m \cos\theta_s e^{-im\varphi_s}. \quad (8)$$

Элементы  $d_{nmpq}$  двумерной матрицы  $\mathbf{D}$  определяются соотношениями

$$d_{nmpq} = \omega_n^2 - \omega^2 \delta_{np} \delta_{mq} + i\omega c \Lambda_{nmpq}, \quad (9)$$

где параметр потерь

$$\Lambda_{nmpq} = \mu_0 \left[ \int_S \vec{r} \left[ \vec{H}_{pq} \cdot \vec{r} \right] \right] \tilde{H}_{nm}^* ds; \quad (10)$$

$\vec{r}$  - радиальный орт;  $S$  - внутренняя поверхность ионосферы;  $\delta_{nm} = \begin{cases} 1, & n = m \\ 0, & n \neq m \end{cases}$  - символ Кронекера.

Коэффициенты разложения вертикального электрического поля  $\beta_{nm}$  строят по  $\alpha_{nm}$  системы (6)

$$\beta_{nm} = \frac{I_{nm} + \omega_n \alpha_{nm}}{\omega}. \quad (11)$$

В однородном и изотропном резонаторе поверхностный импеданс не зависит от координат, поэтому параметр потерь  $\Lambda_{nmpq} = \frac{z_0}{h} \delta_{np} \delta_{mq}$

и матрица  $\mathbf{D}$  оказывается диагональной, а коэффициенты разложения равны

$$\alpha_{nm}^0 = -\frac{\omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2 + i \frac{\omega c z_0}{h}} I_{nm}, \quad (12)$$

$$\beta_{nm}^0 = \frac{i \frac{c z_0}{h} \omega - \omega}{\omega_n^2 - \omega^2 + i \frac{\omega c z_0}{h}} I_{nm}. \quad (13)$$

Приведем выражения для полей однородного и изотропного резонатора, которые понадобятся при предельных переходах к нулевому параметру неоднородности  $\rho \rightarrow 0$

$$E_r^0 = -\frac{i I d S}{2\pi a^2 h \varepsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{\omega - \frac{ic}{h} z_0 \omega}{\omega_n^2 - \omega^2 + \frac{i\omega c}{h} z_0 \omega} \tilde{P}_n^m \cos\theta \tilde{P}_n^m \cos\theta_s e^{im\varphi - \varphi_s}, \quad (14)$$

$$H_\varphi^0 = -\frac{c^2 I d S}{2\pi a^3 h} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{1}{\omega_n^2 - \omega^2 + \frac{i\omega c}{h} z_0 \omega} \frac{d}{d\theta} \tilde{P}_n^m \cos\theta \tilde{P}_n^m \cos\theta_s e^{im\varphi - \varphi_s}, \quad (15)$$

$$H_\theta^0 = \frac{ic^2 I d S}{2\pi a^3 h \sin\theta} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{m}{\omega_n^2 - \omega^2 + \frac{i\omega c}{h} z_0 \omega} \tilde{P}_n^m \cos\theta \tilde{P}_n^m \cos\theta_s e^{im\varphi - \varphi_s}. \quad (16)$$

Для полярной неоднородности параметр потерь равен [5]:

$$\begin{aligned} \Lambda_{nmpq} = & \frac{z_1}{h} \frac{1}{2n+3} \sqrt{\frac{[n+1 \quad 2-m^2] n \quad n+3 [n+2 \quad 2-m^2]}{n+1 \quad n+2 \quad 2n+1 \quad 2n+5}} \delta_{n+2,p} \delta_{m,q} + \\ & + \frac{1}{h} \left\{ z_0 + \frac{z_1}{2} - \frac{z_1}{2n-1} \frac{z_1}{2n+3} \left\{ \frac{3}{2} + \frac{2m^2 [n \quad n+1 \quad -3]}{n \quad n+1} \right\} \right\} \delta_{n,p} \delta_{m,q} + \\ & + \frac{z_1}{h} \frac{1}{2n-1} \sqrt{\frac{[n^2 - m^2] n-2 \quad n+1 [n-1 \quad 2-m^2]}{n \quad n-1 \quad 2n+1 \quad 2n-3}} \delta_{n-2,p} \delta_{m,q}. \end{aligned} \quad (17)$$

Более компактные выражения получают для среднего эффективного импеданса однородной ионосферы

$$\bar{z} = \frac{1}{4\pi} \int_S z ds. \quad (18)$$

С учетом того, что

$$z_1 = z_0 \rho, \quad (19)$$

имеем для полярной неоднородности

$$\bar{z} = z_0 + \frac{z_1}{3} \equiv z_0 \left( 1 + \frac{\rho}{3} \right). \quad (20)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Lambda_{nmpq} = & \frac{z_1}{h} \frac{1}{2n+3} \sqrt{\frac{[n+1]^2 - m^2}{n+1} \frac{[n+3]^2 - m^2}{n+2} \frac{[n+5]^2 - m^2}{2n+1}} \delta_{n+2,p} \delta_{m,q} + \\ & + \frac{1}{h} \left\{ \bar{z} + z_1 \frac{2[n+1-3]}{2n-1} \frac{1}{2n+3} \left[ \frac{1}{3} - \frac{m^2}{n+1} \right] \right\} \delta_{n,p} \delta_{m,q} + \\ & + \frac{z_1}{h} \frac{1}{2n-1} \sqrt{\frac{[n^2 - m^2]}{n} \frac{[n-2]^2 - m^2}{n-1} \frac{[n+1]^2 - m^2}{2n+1}} \delta_{n-2,p} \delta_{m,q}. \end{aligned} \quad (21)$$

Система уравнений (6) обладает рядом полезных свойств. Поскольку полярная неоднородность не зависит от азимутального угла  $\varphi$ , матрица  $\mathbf{D}$  разбивается на жордановы (квадратные) блоки, отвечающие различным значениям  $m = q$  [2-5]. В силу четности импеданса относительно  $\theta$  неизвестные коэффициенты разложения  $\alpha_{nm}$  и  $\beta_{nm}$  с четными индексами входят только в строки с четными номерами (при одинаковом  $m$ ), а с нечетными - только в нечетные строки. Следовательно, исходная матрица разбивается на жордановы блоки не только по  $m$ , но и по четности индексов ( $n, p$ ). Тогда собственные числа четных модов попадают в один определитель, а нечетных - в другой. Это свойство системы для полярной неоднородности ранее не отмечалось. Именно из-за него «расщепление» первого мода обнаруживается при ранге матрицы  $\mathbf{D}$  не ниже 4.

Если ввести новые переменные

$$\alpha_{nm}^1 = \alpha_{nm} e^{m\varphi_S}, \quad (22)$$

$$\beta_{nm}^1 = \beta_{nm} e^{m\varphi_S}, \quad (23)$$

то, в силу жордановости по  $m$ , исходная система переходит в

$$\mathbf{D}\alpha = I^{-1}, \quad (24)$$

где

$$I_{nm}^1 = I_{nm} e^{im\varphi_S} = -\frac{1}{a\sqrt{2\pi h \epsilon_0}} \tilde{P}_n^m \cos \theta_S, \quad (25)$$

а  $\alpha_{nm}^1$  от долготы источника  $\varphi_S$  не зависят. Тогда,

$$\alpha_{nm}^1 = \alpha_{n,-m}^1 \quad \text{и} \quad \beta_{nm}^1 = \beta_{n,-m}^1, \quad (26)$$

поскольку  $\Lambda_{nmpq}$  и  $I_{nm}^1$  не зависят от знака  $m$ . На языке теории групп это означает, что симметрия задачи - цилиндрическая, и вращения вправо и влево эквивалентны. Тогда в резонаторе с полярной неоднородностью справедливы соотношения

$$E_r = -\frac{i}{a\sqrt{2\pi h \epsilon_0}} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (2 - \delta_{m0}) \beta_{nm}^1 \tilde{P}_n^m \cos \theta \cos m \varphi - \varphi_S; \quad (27)$$

$$H_\theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \sqrt{\frac{2}{\pi h \mu_0}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{m}{\sqrt{n+1}} \alpha_{nm}^1 \tilde{P}_n^m \cos \theta \sin m \varphi - \varphi_S; \quad (28)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{a} \sqrt{\frac{2}{\pi h \mu_0}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{\sqrt{n+1}} \alpha_{nm}^1 \frac{d}{d\theta} \tilde{P}_n^m \cos \theta \cos m \varphi - \varphi_S. \quad (29)$$

Из этих формул видно, что при каждом  $n$  может существовать не  $2n+1$ , а  $n+1$  различных собственных значений [2-8]. Полярная неоднородность лишь частично снимает вырождение, поскольку она обладает цилиндрической симметрией. Отметим также, что  $E_r$  и  $H_\varphi$  являются чет-

ными функциями от  $\varphi - \varphi_S$ , а  $H_\theta$  - нечетными.

ными функциями  $\varphi - \varphi_S$ , а  $H_\theta$  - нечетной функцией этого аргумента. В силу симметрии полярной неоднородности относительно широты для компонент поля сохраняются, как и в однородном резонаторе, соотношения:

$$E_r \pi - \theta, \pi - \theta_S = E_r \theta, \theta_S ; \quad (30)$$

$$H_\theta \pi - \theta, \pi - \theta_S = H_\theta \theta, \theta_S ; \quad (31)$$

$$H_\varphi \pi - \theta, \pi - \theta_S = -H_\varphi \theta, \theta_S . \quad (32)$$

Отсюда одновременный переход источника и наблюдателя в противоположное полушарие изменит только знак компоненты поля  $H_\varphi$  и никак не проявится в остальных компонентах поля. Действительно, в силу свойств присоединенных полиномов Лежандра

$$I_{nm}^1 \pi - \theta_S = -1^{n+m} I_{nm}^1 \theta_S . \quad (33)$$

Матрица системы уравнений разбивается на жордановы блоки не только по  $m$ , но и по четности индекса  $n$ , поэтому для решений системы также справедливо соотношение

$$\alpha_{nm}^1 \pi - \theta_S = -1^{n+m} \alpha_{nm}^1 \theta_S . \quad (34)$$

В силу (34) соотношения (30-32) становятся очевидными, и знак поляризации горизонтального магнитного поля изменяется на противоположный при переходе из северного полушария в южное и обратно.

Приведенные выражения использовались в расчетах. Отметим, что для экваториального источника ( $\theta_S = 90^\circ$ ,  $\cos \theta_S = 0$ )

$$\tilde{P}_{m+2k+1}^m 0 = 0 . \quad (35)$$

Тогда правые части системы (24) для нечетных ( $n-m$ ) оказываются равны нулю. Поскольку, как уже было сказано, системы для четных и нечетных  $n$  разделяются, то для  $\alpha_{n,n-2k-1}^1$  получаем системы однородных уравнений, имеющие тривиальное решение (мы не рассматриваем экзотический случай колебаний без затухания, когда действительное  $\omega$  является собственной частотой). Итак, при  $\theta_S = 90^\circ$

$$\alpha_{n,n-2k-1}^1 = 0, \quad k = 0, 1, \dots, \left[ \frac{n-1}{2} \right], \quad (36)$$

где скобки  $\left[ \right]$  означают целую часть. Аналогичная зависимость для  $\beta_{nm}^1$  пересчитывается из  $\alpha_{nm}^1$  по формуле

$$\beta_{nm}^1 = \frac{I_{nm}^1 + \omega_n \alpha_{nm}^1}{\omega} . \quad (37)$$

Для модов с четными номерами  $n$  все нечетные подуровни в формировании поля не участвуют, поскольку соответствующие решения

системы обращаются в нуль. Аналогично для всех модов с нечетными номерами  $n$  все четные подуровни в формировании поля не участвуют. Например:

$\alpha_{10}^1 = 0, \alpha_{11}^1 \neq 0$  (на первом моде центральный подуровень исчезает, остается ненулевой подуровень  $|m = 1|$ );

$\alpha_{2,1}^1 = 0, \alpha_{2,0}^1 \neq 0, \alpha_{2,2}^1 \neq 0$  (на втором моде один боковой подуровень исчезает, остаются два ненулевых подуровня);

$\alpha_{3,0}^1 = \alpha_{3,2}^1 = 0, \alpha_{3,1}^1 \neq 0, \alpha_{3,3}^1 \neq 0$  (на третьем моде исчезают центральный и один из боковых подуровней, остаются два ненулевых подуровня);

$\alpha_{4,1}^1 = \alpha_{4,3}^1 = 0, \alpha_{4,0}^1 \neq 0, \alpha_{4,2}^1 \neq 0, \alpha_{4,4}^1 \neq 0$  (на четвертом моде нечетные боковые подуровни исчезают, остаются три ненулевых подуровня) и т. д.

Аналогичные свойства имеют и коэффициенты  $\beta_{nm}^1$ . Таким образом, для  $E_r$  и  $H_\varphi$  компонент на первом моде при экваториальном расположении источника возбуждается только один подуровень, на втором и третьем модах возбуждаются только по два подуровня, на четвертом - три и т. д. Аналогичные рассуждения справедливы также для компоненты  $H_\theta$ , но для модов с четными индексами количество подуровней уменьшается на 1 за счет  $m = 0$ , т. е. для  $H_\theta$  возможны по одному максимуму на первом и втором модах, по два максимума на третьем и четвертом и т. д.

Отметим еще одно свойство поля, характерное для резонатора с полярной неоднородностью. Хорошо известно, что в однородном резонаторе по чисто геометрическим соображениям  $H_\varphi \propto \cos(\varphi - \varphi_S)$ , а  $H_\theta \propto \sin(\varphi - \varphi_S)$ . Соответственно при азимуте источника равном  $\varphi - \varphi_S = \pm 90^\circ$  компонента поля  $H_\varphi$  обращается в нуль (поскольку поле направлено вдоль меридиана), а при  $\varphi - \varphi_S = \pm 180^\circ$  в нуль обращается поле  $H_\theta$  (вектор поля направлен по параллели). В резонаторе с полярной неоднородностью это свойство сохраняется для компоненты  $H_\theta$ , тогда как компонента поля  $H_\varphi$  при азимуте источника  $\varphi - \varphi_S = \pm 90^\circ$  мала, однако точно в нуль не обращается.

1. Швец А. В., Николаенко А. П., Беляев Г. Г., Щекотов А. Ю. Анализ вариаций параметров шумановского резонанса, связанных с солнечными протонными событиями // Радиофизика и электроника - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, №1. - С.85-97
2. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля - ионосфера. - Киев: Наук. думка, 1977. - 199 с.

3. *Bliokh P. V., Nickolaenko A. P., Filippov Y. F.* Schumann Resonances in the Earth-Ionosphere Cavity / Peter Perigrinus, London. - 1980. - 168 p.
4. *Nickolaenko A. P., Hayakawa M.* Resonances in the Earth - Ionosphere Cavity / Kluwer Academic Publishers, Dordrecht - Boston - London. - 2002. - 380 p.
5. *Рабинович Л. М.* Глобальные электромагнитные резонансы в неоднородной и анизотропной полости Земля-ионосфера: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. - Харьков, 1988. - 207 с.
6. *Galejs J.* Terrestrial propagation of long electromagnetic waves / Pergamon, Press, New York, 1982. - 362 p.
7. *Блюх П. В., Бормотов В. Н., Конторович В. М. и др.* О снятии вырождения в сферическом резонаторе Земля-ионосфера. - Харьков, 1971. - 54 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электрон., №10).
8. *Nickolaenko A. P.* Polar non-uniformity of the ionosphere and amplitude of Schumann resonance, Abstracts of reports at XXVth URSI GA, Lille, France, 28 August - 05 September, 1996. - E2.1.3. - 215 p.
9. *Roldugin V. C., Maltsev Y. P., Vasiljev A. N., Shvets A. V., Nickolaenko A. P.* Changes of Schumann Resonance parameters during the solar proton event of 14 July 2000, *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1103, doi:10.1029/2002JA009495, 2003, P.SIA 2-1 - 2-7.

#### POLAR IONOSPHERIC NON-UNIFORMITY CAUSED BY SOLAR PROTON EVENTS

**Л. М. Рабинович,** А. В. Швец, А. П. Николаенко

The formal numerical analysis demonstrated that polar non-uniformity of lower ionosphere arising during powerful Solar proton events (SPE) is able to noticeably modify the spectra of

global electromagnetic (Schumann) resonance. Properties are discussed of resonance spectra, their dependence on the positioning of observer and the source. Computational data are compared with observations performed from 2000 to 2003, an interpretation is suggested for experimental data. Parameter of polar non-uniformity is evaluated from the Schumann resonance records.

**Key words:** global electromagnetic (Schumann) resonance, Solar proton events, ionosphere polar non-uniformity

#### ПОЛЯРНА НЕОДНОРІДНІСТЬ ІОНОСФЕРИ, ЩО ОБУМОВЛЕНА СОНЯЧНИМИ ПРОТОННИМИ ПОДІЯМИ

**Л. М. Рабинович,** А. В. Швец, А. П. Николаенко

За допомогою формального аналізу та чисельного моделювання показано, що полярна неоднорідність нижньої іоносфери Землі, яка виникає під час потужних сонячних протонних подій (СПП), спроможна призвести до помітних змін у спектрах глобального електромагнітного (шумановського) резонансу. Обговорюються варіації резонансних спектрів, їх залежність від положення спостерігача та джерела поля. Розрахункові дані зіставлені із спостереженнями від 2000 до 2003 рр. та подана інтерпретація експерименту. По записам шумановського резонансу оцінено параметр полярної неоднорідності.

**Ключові слова:** глобальний електромагнітний резонанс, сонячні протонні події, полярна неоднорідність іоносфери.

*Рукопись поступила 9 августа 2007 г.*