

DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2018.02.022>

УДК 537.87:550.380.2

PACS 93.85.Bc; 93.85.Jk; 94.20.Cf; 94.20.ws

**А. П. Николаенко<sup>1</sup>, Ю. П. Галюк<sup>2</sup>, М. Хайакава<sup>3</sup>**<sup>1</sup>*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины**12, ул. Акад. Проскуры, Харьков, 64085, Украина*

E-mail: sasha@ire.kharkov.ua

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет**35, Университетский просп., Санкт-Петербург, Петергоф, 198504, Россия*

E-mail: j.galuk@spbu.ru

<sup>3</sup>*Институт Хайакавы, Компания сейсмического электромагнетизма,**Инкубационный центр 508 Университета электросвязи**1-5-1 Чофугаока, Чофу, Токио, 182-8585, Япония*

E-mail: hayakawa@hi-seismo-em.jp

## ВОЗМУЩЕНИЯ ПЕЛЕНГА ИСТОЧНИКА В РЕЗОНАТОРЕ ЗЕМЛЯ–ИОНОСФЕРА С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ДЕНЬ–НОЧЬ

**Предмет и цель работы.** Резонатор Земля–ионосфера характеризуется неоднородностью день–ночь. В литературе оценивалось влияние этой неоднородности на амплитуду поля и его спектр, но не рассматривалось изменение угла прихода сверхнизкочастотных (СНЧ) радиоволн из-за этой неоднородности. В настоящей работе получены девиации пеленга рамках модели плавного перехода день–ночь. Источник и приемник расположены на нулевом меридиане в точках с координатами  $22,5^\circ$  с. ш. и  $22,5^\circ$  ю. ш. соответственно, а трасса распространения длиной 5 тыс. км занимает два характерных положения относительно неоднородности. Одно из них отвечает 4 ч (трасса лежит в ночном полушарии), а вторая – 8 ч мирового времени (трасса расположена вблизи утреннего терминатора на дневной стороне).

**Методы и методология работы.** Для определения параметров распространения СНЧ-радиоволн используется метод полного поля. Спектры полей находятся с помощью двумерного телеграфного уравнения.

**Результаты работы.** Удалось показать следующее: влияние неоднородности отсутствует, когда середина трассы совпадает с центром ночной или дневной полусферы, и увеличивается, когда трасса приближается к границе день–ночь; девиации пеленга источника могут достигать примерно  $\sim 3^\circ$ ; частотная зависимость пеленга источника похожа на форму спектров шумановского резонанса; для монохроматического сигнала наблюдается слабая эллиптическая поляризация, знак которой изменяется при перемещении трассы распространения с одной стороны неоднородности день–ночь на другую; временные вариации импульсных ортогональных компонент горизонтального магнитного поля и вектора Умова–Пойнтинга имеют сложную форму, что затрудняет определение угла прихода импульсного радиоизлучения; частотная характеристика приемника сигналов шумановского резонанса существенно изменяет форму импульсов, однако максимальные отклонения пеленга при этом не увеличиваются.

**Заключение.** Влияние неоднородности день–ночь на пеленг источника в диапазоне частот шумановского резонанса оказывается ниже уровня естественных флуктуаций, обусловленных шумовой природой грозовой активности планеты, что существенно затруднит экспериментальное обнаружение девиаций. Обнаружение терминаторного эффекта возможно только для исключительно мощных всплесков СНЧ-излучений. Ил. 9. Библиогр.: 17 назв.

**Ключевые слова:** резонатор Земля–ионосфера, неоднородность день–ночь, шумановский резонанс, пеленг источника.

Источником естественного радиоизлучения на сверхнизких частотах (СНЧ =  $3 \dots 3\,000$  Гц) в области глобального электромагнитного (шумановского) резонанса служат грозовые разряды. Измеряя углы прихода радиоизлучения к наблюдателю, т. е. пеленгуя источник, можно определить текущее местоположение мировых гроз и исследовать их перемещение в течение дня. Пеленговать источник необходимо при исследовании сверхмощных грозовых пробоев, превышающих фоновый сигнал мировых гроз в 10 раз и более и происходящих примерно один раз

в 10 минут. Такие молнии способны модифицировать среднюю атмосферу и провоцировать такие явления, как красные спрайты (*red sprites*) и синие струи (*blue jets*). Именно поэтому при их исследовании применяют дистанционные методы. Поскольку расстояния источник–приемник при этом составляют многие тысячи километров, желательно как можно точнее определять направление на источник.

Вполне естественны опасения, что неоднородность полости Земля–ионосфера типа день–ночь вызывает систематические ошиб-

ки пеленга. Одной из последних работ, где обсуждались наблюдаемые отклонения азимута источника на низких частотах, является статья [1]. В ней девиации пеленга определялись благодаря сопоставлению одновременных измерений низкочастотных радиоволн и записей локальной сети регистрации молний. Девиации азимутов источников достигали  $6^\circ$ , когда ионосферная граница день–ночь располагалась вблизи трассы распространения. Заинтересовавшись этими результатами, мы решили оценить величину возможных ошибок в азимуте источника с помощью модельных расчетов шумановского резонанса.

Расчеты выполнены в модели резонатора с плавным переходом день–ночь [2]. Время наблюдений – равноденствие, поэтому центры дневных и ночных сегментов расположены на экваторе, а граница света и тени (без учета конечных размеров солнечного диска) совпадает с меридианом. Источник и приемник расположены на нулевом географическом меридиане, широта источника равна  $22,5^\circ$  с. ш., а наблюдателя –  $22,5^\circ$  ю. ш. Трасса распространения имеет длину 5 Мм (1 Мм = 1 000 км), она ориентирована с севера на юг и в течение дня остается «параллельной» солнечному терминатору в том смысле, что расстояния от корреспондирующих пунктов до границы день–ночь остаются равными друг другу. Благодаря такому выбору в полночь по мировому времени центр трассы распространения совпадает с центром ночной полусферы, а в полдень по Гринвичу – с центром дневной полусферы.

Параметры распространения СНЧ-радиоволн рассчитывались по методу полного поля при заданных дневном и ночном профилях проводимости средней атмосферы с использованием уравнения Риккати [2–8]. Сами же поля находятся из решения двумерного телеграфного уравнения (ДТУ). В отличие от опубликованных работ, где использовалась только вертикальная компонента электрического поля, мы рассчитываем и две взаимно ортогональные компоненты горизонтального магнитного поля в неоднородном резонаторе.

**1. Пеленг источника.** Основной проблемой, связанной с использованием предложенного Мадденом и Томпсоном [9] метода ДТУ для расчета распространения СНЧ-радиоволн в волноводе Земля–ионосфера, было отсут-

ствие описания того, как связать параметры уравнения (погонные индуктивности  $L$  и емкости  $C$ ) с профилями проводимости ионосферы, как определить параметры источника (правая часть уравнения) и как преобразовать решение этого уравнения в компоненты электромагнитного поля.

Строгое обоснование условий применимости самого ДТУ и параметров, в него входящих, было дано в работах [10, 11], согласно которым ДТУ в дифференциальной форме (для гармонических во времени полей) представляется в виде:

$$\operatorname{div}\left(\frac{\operatorname{gradu}}{H_L}\right) + k^2 \frac{u + u_s}{H_C} = 0, \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число;  $u$  – искомое напряжение;  $u_s$  – напряжение сторонних источников поля. Параметрами, входящими в (1), являются комплексные величины, связанные с погонными индуктивностью  $L$  и емкостью  $C$  – так называемые «электрическая»  $H_C$  и «магнитная»  $H_L$  высоты волновода Земля–ионосфера. Эти параметры имеют четкий физический смысл: реальная часть  $H_C$  – это глубина проникновения электрического поля в ионосферную плазму при нормальном падении плоской волны на границу раздела воздух–плазма, а реальная часть  $H_L$  – это глубина проникновения магнитного поля в ионосферную плазму. Мнимые части этих параметров связаны с потерями энергии, они пропорциональны высотным масштабам изменения профиля проводимости ионосферы. Например, в модели однородной по высоте, резко ограниченной снизу ионосферы с проводимостью  $\sigma$ , начинающейся на высоте  $h$ ,  $H_C = h$ . Магнитная высота  $H_L$  превышает электрическую высоту  $H_C$  на комплексную толщину скин-слоя в ионосфере:

$$H_L = h + \sqrt{\frac{\mu_0}{i\omega\sigma}}.$$

При решении задачи распространения СНЧ-радиоволн по методу полного поля [3, 4–8] в регулярном по угловым координатам волноводе используются другие параметры: постоянная распространения  $\nu$  и нормированный интеграл  $N_0$ . Имеются формулы, позволяющие переходить от этих параметров

к высотам  $H_C$  и  $H_L$ , используемым в ДТУ. Во-первых, оказывается, что в СНЧ-диапазоне параметры  $N_0$  и  $H_C$  равны друг другу ( $H_C = N_0$ ). Этот факт на самом деле далеко не тривиален, так как эти параметры выводятся из совершенно разных соображений. Мало того, «электрическая» высота  $H_C$  определяется как линейная форма относительно вертикальной компоненты электрического поля

$$H_C(\theta, \varphi) = \frac{\int_a^\infty E(r, \theta, \varphi) dr}{E(a, \theta, \varphi)}, \quad (2a)$$

а нормировочный интеграл  $N_0$  – как квадратичная форма от собственной функции  $\rho_0(r, \theta, \varphi)$  [2, 3]

$$N_0 = \left[ \frac{a}{\rho_0(a)} \right]^2 \int_a^\infty \frac{\rho_0^2(r)}{r^2} dr = -a^2 ik \frac{\partial}{\partial \lambda} \delta(a, \lambda). \quad (2b)$$

Здесь и ниже  $a$  – это радиус земного шара,  $\rho_0(r, \theta, \varphi)$  – собственная функция полости Земля–ионосфера.

$$\frac{H_L(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{H_L(\theta, \varphi)} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) + \frac{H_L(\theta, \varphi)}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{H_L(\theta, \varphi)} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) + (kaS)^2 (u + u_S) = 0. \quad (3)$$

Здесь сторонний источник  $u_S$  (вертикальный электрический диполь с моментом  $P_0$ ) задается формулой  $u_S = P_0 \frac{\delta(\theta)}{2\pi\epsilon_0 a^2 \sin \theta}$ .

Уравнение (3) решается по методу сеток [2, 4] с использованием так называемой «матричной прогонки» [12]. Одним из преимуществ такого подхода является то, что решение получается не в одной точке, а сразу на всей поверхности земного шара. После того, как получено решение ДТУ в виде функции  $u(\theta, \varphi)$  – электрического потенциала между поверхностью Земли и ионосферой, можно перейти к физически измеримым величинам – вертикальной компоненте электрического поля  $E_r$  и горизонтальным компонентам магнитного поля  $H_\theta$  и  $H_\varphi$ :

Во-вторых, существует соотношение  $(kaS)^2 = \lambda = \nu(\nu + 1) = \frac{H_L}{H_C}$ , где  $S$  – интерпретируется как комплексный синус угла падения плоской волны на ионосферу.

Таким образом, алгоритм нахождения параметров, входящих в ДТУ, сводится к следующему. Вначале, следуя процедуре, изложенной в [3, 5–8], находим постоянную распространения  $\nu$  и нормировочный интеграл  $N_0$ . Для этого решаем численно систему двух дифференциальных уравнений относительно функций  $\delta$  (ионосферный импеданс) и его производной по параметру  $\lambda$ . Поиск параметра  $\nu$  ведется итеративно по методу Ньютона при начальном значении итераций  $\nu = ka$ . Величина нормировочного интеграла  $N_0$  выражается через производную импеданса по параметру  $\lambda$ , см. уравнение (2б).

Далее, используя приведенные выше соотношения  $H_C = N_0$  и  $H_L = H_C \nu(\nu + 1)$ , получаем параметры ДТУ для всего диапазона изменения переменных  $\theta$  и  $\varphi$ . В сферической системе координат  $\{r, \theta, \varphi\}$  ДТУ (1) приобретает следующий вид:

$$E_r = \frac{u(\theta, \varphi)}{H_C}, \quad (4a)$$

$$H_\varphi = \frac{i}{kaZ_0 H_L} \frac{\partial u}{\partial \theta}, \quad (4b)$$

$$H_\theta = \frac{i}{kaZ_0 H_L \sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \varphi}, \quad (4b)$$

где  $Z_0$  – волновое сопротивление вакуума.

Все поля являются комплексными функциями частоты – это фурье-компоненты реальных функций времени. До сих пор во всех публикациях, использующих ДТУ, рассматривалась исключительно  $E_r$ -компонента. Целью нашего исследования является влияние неоднородности день–ночь на пеленг источника поля, что заставляет дополнительно вычислять компоненты магнитного поля  $H_\theta$  и  $H_\varphi$ .

В экспериментальных наблюдениях обычно регистрируют вертикальную электрическую и две взаимно ортогональные горизонтальные магнитные компоненты поля. Одна из них направлена в географической системе координат с запада на восток ( $H_{ЗВ} = H_{\varphi}$ ), а вторая – с юга на север ( $H_{ЮС} = -H_{\theta}$ ). При изменении ориентации магнитных антенн (их повороте на угол  $\alpha$  вокруг вертикальной оси  $OZ$ ) новые компоненты поля  $H_{X'}$  и  $H_{Y'}$  выражаются через старые компоненты  $H_X = H_{ЗВ} = H_{\varphi}$  и  $H_Y = H_{ЮС} = -H_{\theta}$  с помощью матрицы поворота  $\begin{pmatrix} H_{X'} \\ H_{Y'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_X \\ H_Y \end{pmatrix}$ . Мы предполагаем в дальнейшем, что магнитные антенны ориентированы по сторонам света, поэтому угол  $\alpha = 0$ .

Рассматривается задача пеленга источника поля из точки наблюдения. Направление на источник совпадает с геодезической линией, соединяющей передатчик и приемник. Так как в регулярном волноводе продольная компонента поля  $H_{\theta}$  равна нулю, направление на источник связывают с перпендикуляром к вектору горизонтального магнитного поля  $H_{\varphi}$  в точке наблюдения. В неоднородном резонаторе компонента поля  $H_{\theta}$  становится отличной от нуля, поэтому пеленг источника может отличаться от истинного значения. Надо также отметить, что из-за несовпадения фаз компонент  $H_{\theta}$  и  $H_{\varphi}$  на данной частоте конец горизонтального вектора полного магнитного поля может описывать во времени эллипс, называемый эллипсом поляризации. Угол поворота  $\psi$  большой полуоси этого эллипса относительно перпендикуляра к геодезической линии (направление на источник) и есть искомый азимут источника, который вычисляется по формуле:

$$\psi = -\frac{1}{2} \arctg \left( \frac{2[\operatorname{Re}(H_{\varphi})\operatorname{Re}(H_{\theta}) + \operatorname{Im}(H_{\varphi})\operatorname{Im}(H_{\theta})]}{|H_{\varphi}|^2 - |H_{\theta}|^2} \right). \quad (5)$$

Если одна из компонент (обычно  $H_{\theta}$ ) по модулю много меньше другой, можно вос-

пользоваться более простой формулой:

$$\psi = -\operatorname{Re} \left( \frac{H_{\theta}}{H_{\varphi}} \right).$$

**2. Результаты моделирования в частотной области.** Как отмечалось в работе [2], влияние границы день–ночь связано с отражением СНЧ-радиоволн, падающих от источника поля на ионосферную неоднородность в волноводе Земля–ионосфера. Характер отражений зависит от положения трассы распространения относительно солнечного терминатора. Очевидно, что в полдень и полночь по Гринвичу геометрия рассматриваемой задачи оказывается симметричной, несмотря на присутствие неоднородности, поэтому в эти моменты времени амплитуда отраженных от терминатора волн должна обращаться в нуль и влияние неоднородности отсутствует. Отражения усиливаются, если трасса распространения приближается к утренней или вечерней границе дневного и ночного полушарий. Для иллюстрации этого эффекта мы приводим результаты расчета для двух моментов времени  $t_U^1 = 4$  и  $t_U^2 = 8$  ч, где  $t_U$  обозначает мировое время. Трассы распространения в этом случае отстоят от линии солнечного терминатора на  $30^\circ$  в ночную или дневную сторону. Для большего приближения к реальности использовалась модель плавного перехода день–ночь, в которой ионосферная область светотени шириной около 200 км отстоит на 875 км от линии терминатора на поверхности Земли [2].

На рис. 1, а приведена частотная зависимость азимута источника поля, в роли которого выступает вертикальный электрический диполь, излучение которого не зависит от частоты. По оси абсцисс отложена частота в диапазоне шумановского резонанса 4...40 Гц, а по оси ординат приводится азимут источника, измеренный с помощью отношения компонент поля  $H_{ЮС}(f)$  и  $H_{ЗВ}(f)$ . Пеленг, видимый из точки наблюдения, измеряется, как на компасе: положительные значения азимута отсчитываются от направления на север к востоку (по часовой стрелке), а отрицательные – к западу (против часовой стрелки). Напомним, что в моменты времени 0 и 12 ч компонента поля  $H_{ЮС}$ , обусловленная отражениями от неоднородности день–ночь,

обращается в нуль, поэтому в эти моменты пеленг источника указывает строго на север.

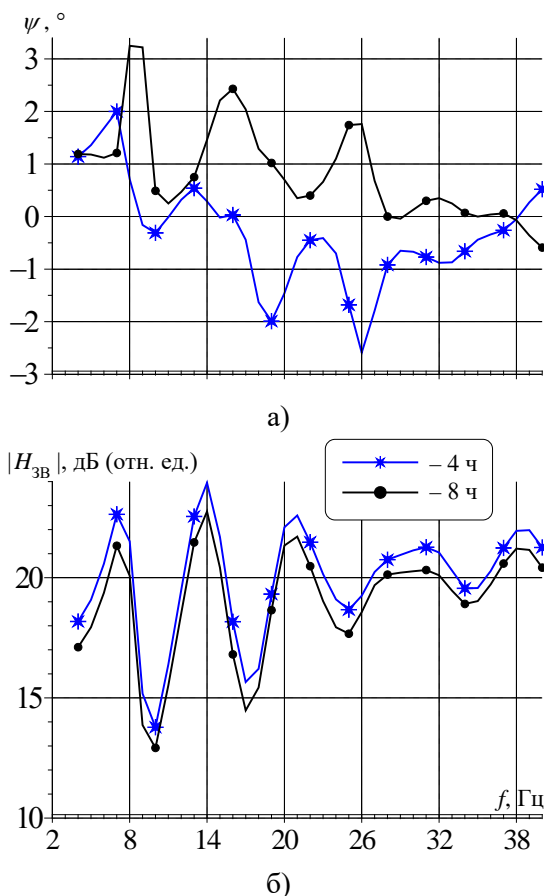


Рис. 1. Частотные вариации: а) азимут источника как функция частоты; б) амплитудные спектры компоненты магнитного поля  $H_{zB}$

На рис. 1 построены парные графики. Кривая со звездами отвечает расположению трассы на затененной стороне планеты ( $t_U^1 = 4$  ч). Кривая с точками соответствует трассе на дневной стороне ( $t_U^2 = 8$  ч). Видно, что отклонения пеленга от истинного направления на источник зависят от частоты и немного превышают  $3^\circ$ . В среднем, на дневной стороне планеты ( $t_U^2 = 8$  ч) ошибка пеленга сдвигает направление на источник к востоку от его истинного положения (в сторону центра дневного полушария). На ночной стороне утреннего терминатора ( $t_U^1 = 4$  ч) средняя ошибка пеленга сдвигает источник к западу от истинного направления (к центру ночного полушария).

Частотные изменения пеленга обусловлены двумя факторами. Первый из них – усиление

отражений от неоднородности день–ночь при приближении трассы распространения к линии терминатора, поскольку отражения усиливаются при скользящем падении волны на ионосферную неоднородность. Вторым фактором связан с изменением знака коэффициента отражения СНЧ-радиоволн от терминатора при перемещении трассы распространения с ночной стороны земного шара на дневную. Поэтому измеряемый азимут источника отклоняется влево или вправо от его истинного значения, равного нулю, что косвенно свидетельствует о неустойчивости оценок на линии терминатора.

На рис. 1, б тоже показаны два графика. Здесь по оси абсцисс снова используется частота в диапазоне 4...40 Гц, а по оси ординат отложены амплитудные спектры «регулярной» компоненты поля  $H_{zB}(f)$ , измеряемой в децибелах относительно условных единиц. Рассеянное на неоднородности поле  $H_{юс}$  имеет малую амплитуду и нами не приводится. Кривая со звездами снова отвечает расположению трассы на затененной стороне планеты ( $t_U^1 = 4$  ч), а кривая с точками – трассе на дневной стороне утреннего терминатора ( $t_U^2 = 8$  ч). Мы привели графики на нижней панели для того, чтобы продемонстрировать проявление структуры шумановского резонанса в возмущениях азимута источника. Видно, что отражения от границы день–ночь, возмущающие пеленг источника, несут отпечаток резонансных явлений. Эта особенность отмечалась в экспериментальных наблюдениях [13], однако там природа отклонений была иной. Наблюдавшиеся девиации были намного больше и, по-видимому, были обусловлены условиями возбуждения резонатора во время измерений, когда одновременно оказались активны африканский и южноамериканский грозовые центры, направления на которые из пункта наблюдения отличались примерно на  $90^\circ$  [13].

Отмеченные свойства отраженных волн можно пояснить с помощью следующих не очень строгих, но наглядных соображений. В присутствии отражающей границы, кроме истинного источника, следует рассматривать фиктивный источник поля, расположенный симметрично по ту сторону границы день–ночь. Поля истинного и фиктивного источников складываются в точке наблюдения,

причем вектор горизонтального магнитного поля в первом случае перпендикулярен меридиональной линии, соединяющей наблюдателя и истинный источник, а во втором случае он ортогонален наклонной дуге, соединяющей наблюдателя и фиктивный источник. Горизонтальное магнитное поле прямой волны, приходящей от истинного источника, в выбранной геометрии задачи всегда направлено вдоль координатной оси  $\varphi$ , вдоль направления запад–восток. Магнитное поле отраженной от терминатора волны (волны, приходящей от фиктивного источника) наклонено и имеет в точке приема две проекции:  $H_\varphi = H_{ЗВ}$  и  $H_\theta = H_{ЮС}$ . В результате этого суммарная амплитуда компоненты  $H_{ЗВ}$  отличается от амплитуды поля в однородном резонаторе, что видно на рис. 1, б. Кроме того, появляется «аномальная» компонента  $H_{ЮС}$ , из-за которой и возникают девиации пеленга источника. Очевидно, что возмущения азимута будут зависеть от геометрии задачи, в частности, от расстояния трассы до неоднородности день–ночь.

Приведенные соображения окажутся строгими, если геометрия задачи не сферическая, а плоская, терминатор – резкий и прямолинейный, а отражения от него – идеальные. Эти условия не соблюдаются, поэтому наши рассуждения становятся качественными пояснениями, интерпретирующими результаты модельных расчетов.

На рис. 1 приведена зависимость азимута источника от частоты для двух моментов времени. Более полную картину возмущений можно получить, если построить азимут источника в виде двумерной карты над плоскостью время–частота, см. рис. 2.

Вдоль оси абсцисс на рис. 2 отложено мировое время от 0 до 12 ч. По оси ординат показана частота от 4 до 40 Гц, а значения азимута источника, измеренные в точке наблюдения, показаны темной заливкой. Шкала градации цвета приведена справа от карты. В моменты времени 0 и 12 ч трасса распространения проходит через центр ночного или дневного полушария. В эти моменты искажения пеленга источника  $\psi = 0$  отсутствуют, что можно увидеть на рис. 2: уровень нулевых девиаций в эти моменты времени совпадает с вертикальными прямыми. Карта азимуты источника симметрична относительно

оси  $t_U = 12$  ч, т. е. распределение для  $0 < t_U < 12$  ч можно зеркально отразить относительно этой оси и получить данные на интервале  $12 < t_U < 24$  ч. Как видно из рис. 2, возмущения азимута источника существенно зависят от частоты и положения трассы распространения относительно границы день–ночь, а их максимальные значения немного превосходят  $\pm 3^\circ$ .

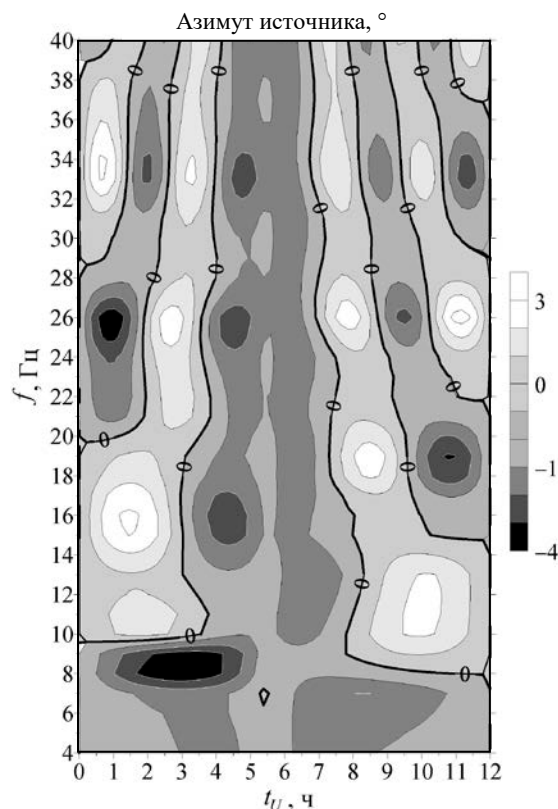


Рис. 2. Пеленг источника в неоднородном резонаторе Земля–ионосфера над плоскостью время–частота

При меридиональном разноразе источника и приемника в однородном резонаторе наблюдаемое горизонтальное магнитное поле имеет только одну компоненту  $H_\varphi = H_{ЗВ}$ , направленную вдоль параллели. Из-за неоднородности амплитуда этой компоненты немного изменится и возникнет дополнительная компонента  $H_\theta = H_{ЮС}$  малой амплитуды, направленная вдоль меридиана, в результате чего пеленг источника исказится. На рис. 3 показаны распределения амплитуд полей  $H_{ЗВ}$  и  $H_{ЮС}$  над плоскостью время–частота. Амплитуды измеряются в относительных единицах по шкале децибел.

На рис. 3, а показана амплитуда  $H_{3В}(t_U, f)$ . Здесь отчетливо видны максимумы и минимумы поля, отвечающие различным модам шумановского резонанса. В интервале  $5 < t_U < 6$  ч при переходе трассы распространения через границу день–ночь амплитуда горизонтального магнитного поля возрастает. Такое поведение поля является привычным, оно обусловлено изменением высоты ионосферы над ночной и дневной сторонами планеты.

На рис. 3, б показано распределение «аномальной», рассеянного терминатором

поля  $H_{ЮС}(t_U, f)$ . Структура этого рисунка значительно сложнее: здесь наблюдается чередование максимумов и минимумов, возникшее благодаря отражениям от неоднородности день–ночь. Особенно ярко интерференционные максимумы и минимумы проявляются на частотах шумановского резонанса 8, 14, 26 и 32 Гц. Количество максимумов в интервале  $0 < t_U < 12$  ч, наблюдаемых вдоль горизонтальных линий фиксированной частоты, возрастает с увеличением частоты. Такое поведение объясняется уменьшением длины радиоволн.

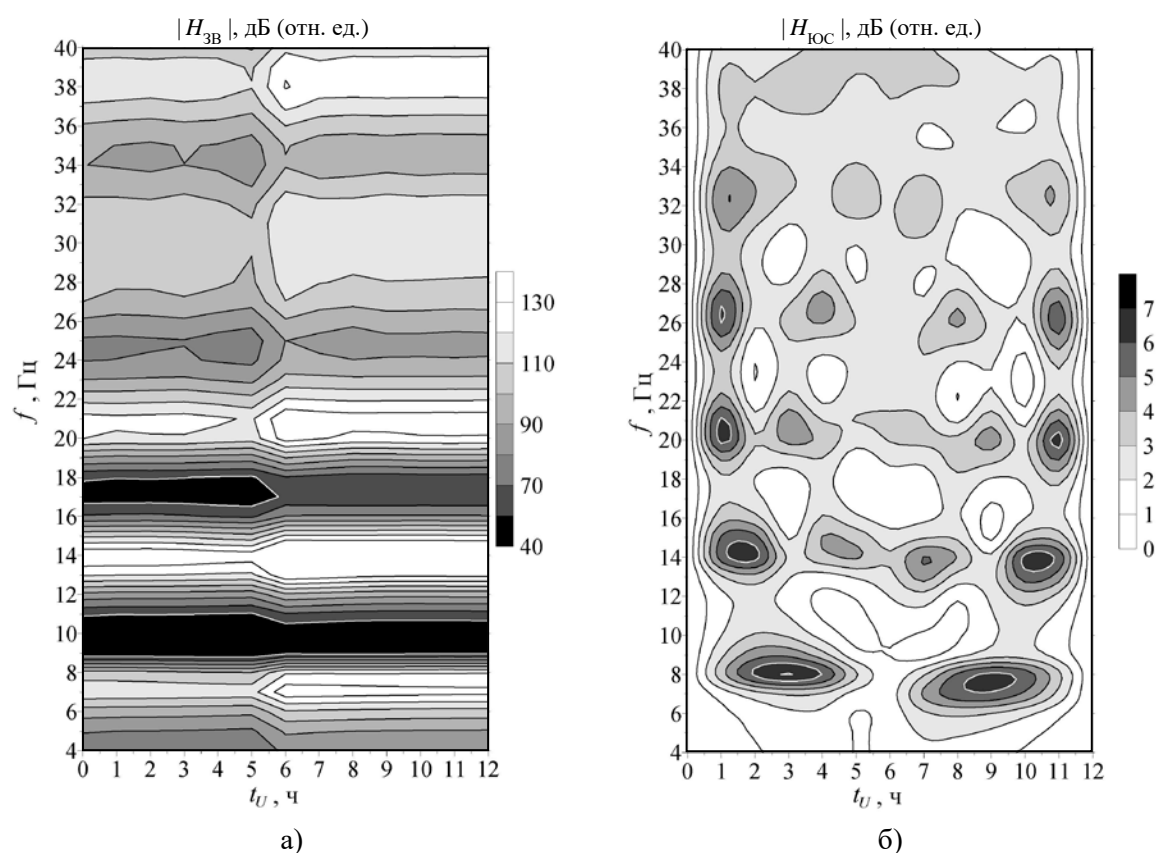


Рис. 3. Амплитуда горизонтальных компонент магнитного поля над плоскостью время–частота: а) регулярная компонента  $H_{3В}$ ; б) «аномальная» компонента поля  $H_{ЮС}$

Ярко выраженной особенностью отражений от терминатора является концентрация максимумов и минимумов поля  $H_{ЮС}(t_U, f)$  вдоль системы гипербол, отчетливо видимых на рис. 3, б. Такая «разностно-фазовая» структура возникает благодаря интерференции прямой и отраженной от терминатора волн из-за ненулевой разности хода. Таким образом, в создании пространственного рас-

пределения амплитуды «аномальной» компоненты поля  $H_{ЮС}$  участвуют два процесса. С одной стороны – это шумановский резонанс, из-за которого появляются привычные повышения спектральной плотности вблизи частот 8, 14, 20 Гц. На эти «горизонтальные гребни» накладываются отражения от терминатора, что приводит к дополнительным модуляциям амплитуды, зависящим от вре-

мени. Отражения от терминатора и их свойства в вертикальной компоненте электрического поля обсуждались в [2], теперь они еще ярче проявились в «аномальной» горизонтальной компоненте магнитного поля  $H_{ЮС}$ .

**3. Пеленг источника во временном представлении.** До сих пор мы рассматривали спектры полей в частотном представлении. Это позволило оценить ожидаемые искажения пеленга источника за счет ионосферной неоднородности день–ночь. В эксперименте пеленг источника измеряется, как правило, с помощью временных записей двух взаимно ортогональных компонент магнитного поля  $H_{ЮС}(t)$  и  $H_{ЗВ}(t)$ . Применим преобразование Фурье к комплексным спектрам полей  $H_{ЮС}(f)$  и  $H_{ЗВ}(f)$  и получим их временные реализации  $H_{ЮС}(t)$  и  $H_{ЗВ}(t)$ . Сначала рассмотрим простейший случай монохроматического источника СНЧ-радиоволн.

Пусть вертикальный электрический дипольный источник излучает монохроматическую волну на частоте 8 Гц. Вычислив спектральные компоненты поля и проведя фурье-преобразование, получим временные реализации, отвечающие конкретной трассе распространения. На рис. 4 представлены результаты расчетов для двух моментов мирового времени  $t_U^1 = 4$  ч и  $t_U^2 = 8$  ч, когда трассы находятся вблизи перехода день–ночь на теневой и освещенной сторонах Земли соответственно. Показаны фигуры Лиссажу, рассчитанные для вектора горизонтального магнитного поля. По горизонтальной оси отложены временные изменения компоненты поля  $H_{ЗВ}(t)$  в относительных единицах, а по вертикальной – компоненты поля  $H_{ЮС}(t)$ . Время выступает в роли параметра. Поскольку амплитуды полей отличаются почти на два порядка, масштабы абсциссы и ординаты также значительно отличаются.

Монохроматическая волна частотой 8 Гц в неоднородном промежутке Земля–ионосфера приобретает эллиптическую поляризацию, что неожиданно для резонатора, сформированного изотропными стенками. Коэффициент эллиптичности зависит от времени суток и изменяет знак по разные стороны терминатора, т. е. направления вращения полного вектора горизонтального магнитного поля оказываются взаимно противоположны-

ми. При  $t_U^1 = 4$  ч наблюдается правая эллиптическая поляризация, а при  $t_U^2 = 8$  ч – левая.

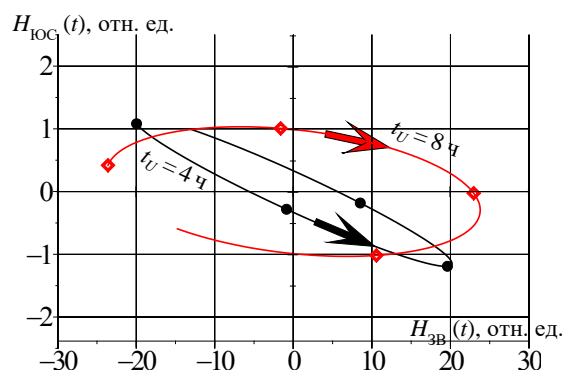


Рис. 4. Годографы вектора монохроматического горизонтального магнитного поля на частоте 8 Гц в 4 и 8 ч мирового времени

Возникновение эллиптической поляризации можно объяснить фазовым запаздыванием отраженного от терминатора поля  $H_{ЮС}(t)$  относительно регулярной компоненты  $H_{ЗВ}(t)$ . Запаздывание связано с тем, что истинная длина трассы распространения, равная 5 Мм, оказывается короче, чем расстояние от наблюдателя до фиктивного, отраженного относительно терминатора источника. Малый по абсолютной величине коэффициент отражения от терминатора оказывается отрицательным, когда  $t_U^1 = 4$  ч и волна падает на неоднородность с ночной стороны. Он оказывается положительным, когда  $t_U^2 = 8$  ч и волна падает на неоднородность с дневной стороны [2]. Однако коэффициент эллиптичности при этом мало отличается от нуля, и поляризация поля мало отличается от линейной.

Столь же незначителен наклон главной оси эллипса поляризации к оси  $OX$ , составляющий единицы градусов – это и есть возмущение азимута источника поля. В однородном резонаторе коэффициент эллиптичности и угол наклона равны нулю, и конец полного вектора горизонтального магнитного поля описывает во времени прямую линию, перпендикулярную дуге большого круга источник–приемник и совпадающую с осью  $OX$  на рис. 4. Очевидно, что при изменении частоты коэффициент эллиптичности и наклон эллипса поляризации будут изменяться, однако, как показано на рис. 1, девиации азимута составят малую величину (до  $\pm 3^\circ$ ).



Реальные сигналы, приходящие в резонаторе Земля–ионосфера от грозовых разрядов, носят импульсный характер и называются СНЧ-всплесками. Они занимают значительный диапазон частот, который определяется полосой пропускания полости Земля–ионосфера, около 100 Гц [13–16]. При этом, как следует из спектральных данных, представленных на рис. 2 и 3, отклонение азимута источника от его истинного нулевого значения зависит от частоты.

Заранее не ясно, какими окажутся результирующие отклонения пеленга импульсного грозового источника во временной области. Чтобы получить соответствующие данные, мы рассчитали комплексные спектры поля в полосе частот до 256 Гц для тех же моментов времени  $t_U^1 = 4$  и  $t_U^2 = 8$  ч и с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) получили формы импульсов в компонентах поля  $H_{ЮС}(t)$  и  $H_{ЗВ}(t)$ . Эти данные показаны на рис. 5, где также приводятся расчетные фигуры Лиссажу для всплесков СНЧ-излучения.

Рис. 5, а соответствует  $t_U^1 = 4$  ч, а рис. 5, б –  $t_U^2 = 8$  ч. На основных графиках каждой панели показаны временные формы СНЧ-импульсов. Здесь вдоль оси абсцисс отложено время в миллисекундах, прошедшее от начала дельта-импульса излучения грозового разряда (в расчетах предполагалось, что амплитуда токового момента источника не зависит от частоты). Гладкие кривые соответствуют «регулярным» функциям  $H_{ЗВ}(t)$ . Они снабжены надписью «прямая волна» и построены относительно левых ординат. Поля измеряются в относительных единицах. Кривые со звездочками на основных графиках рис. 5 показывают временные изменения «аномальной» компоненты поля  $H_{ЮС}(t)$ , которая присутствует только в резонаторе с неоднородностью день–ночь и возникает благодаря отражениям от терминатора. Эти кривые построены относительно правых ординат и снабжены надписью «отражения от терминатора».

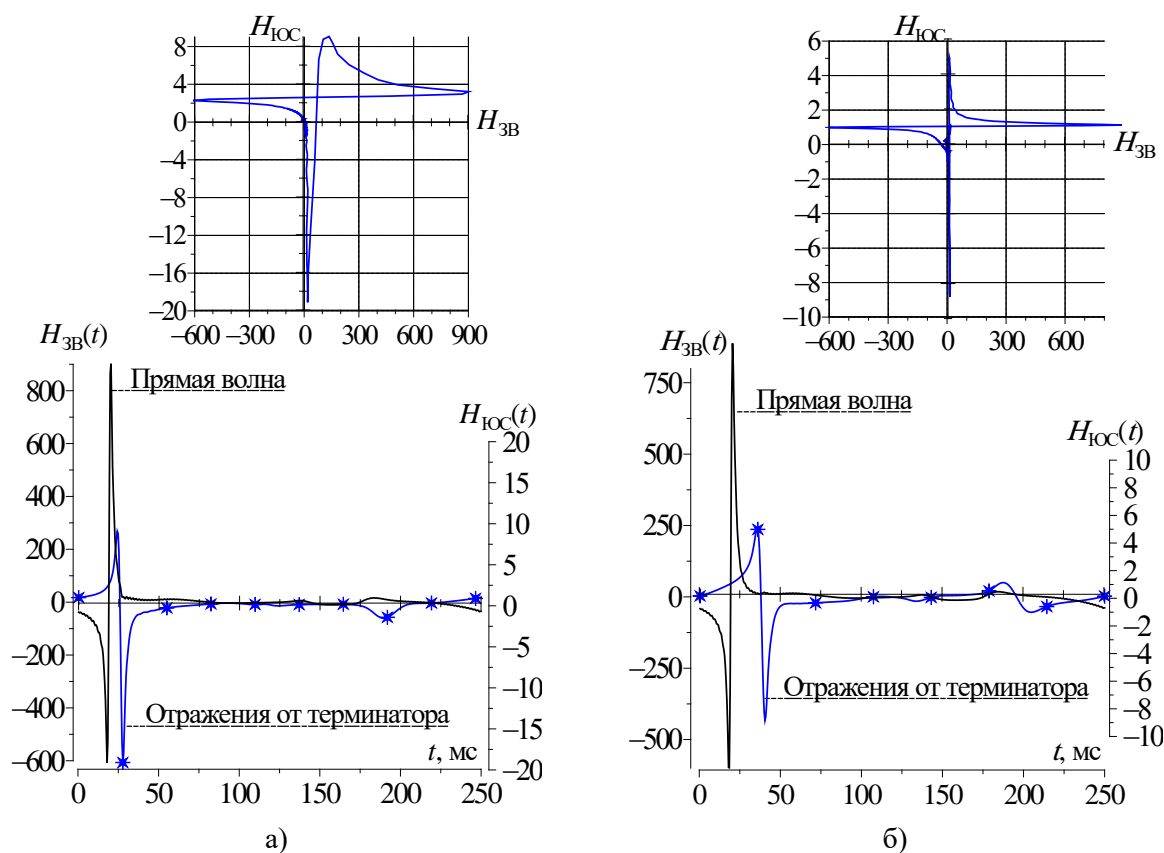


Рис. 5. Волновые формы и годографы импульсов, принятых на дистанции 5 Мм: а) расположение трассы распространения соответствует 4 ч мирового времени; б) расположение трассы соответствует 8 ч

В верхнем правом углу каждой панели показаны фигуры Лиссажу (или годографы) импульсных сигналов  $H_{ЮС}(t)$  и  $H_{ЗВ}(t)$ , принятых в 4 и 8 ч мирового времени. Здесь используется привычная географическая ориентация осей: поле  $H_{ЗВ}$  отложено вдоль оси абсцисс, а поле  $H_{ЮС}$  – вдоль оси ординат, время выступает в роли параметра. Масштабы осей отличаются друг от друга.

Расчетные формы импульсов СНЧ-всплесков в компоненте поля  $H_{ЗВ}(t)$  на рис. 5 очень похожи на данные расчетов в однородном резонаторе Земля–ионосфера [13–16]. В этой компоненте магнитного поля, перпендикулярной линии источник–приемник, присутствует импульс прямой волны, приходящий с задержкой около 20 мс относительно момента начала разряда. Еще примерно через 125 мс в этой компоненте наблюдается импульс противоположной полярности, приходящий из антипода источника. Надо отметить, что стандартная форма СНЧ-всплеска для расстояния источник–приемник в 5 Мм наблюдается независимо от положения трассы распространения относительно линии терминатора. Конечно, в кривых  $H_{ЗВ}(t)$  для  $t_U^1 = 4$  и  $t_U^2 = 8$  ч имеются отличия, но они пренебрежимо малы (около 1 %).

Импульсы в «аномальной» компоненте поля  $H_{ЮС}(t)$ , возникшей благодаря отражениям от терминатора, несколько запаздывают относительно прямой волны. В 4 ч мирового времени задержка отраженного от терминатора импульса меньше, чем запаздывание в 8 ч. Это изменение задержки обусловлено строением перехода день–ночь, в котором затененная область на высотах ионосферы меньше по размерам, чем освещенная область. Амплитуда отражений при  $t_U^2 = 8$  ч заметно меньше, чем при  $t_U^1 = 4$  ч. Следует также отметить, что в силу особенностей счета при БПФ волновые формы импульсов оказались немного приподнятыми над осью абсцисс, что для нас не существенно.

Годографы широкополосного СНЧ-всплеска показаны на вставках рис. 5; они имеют сложную крестообразную форму, которая не позволяет обнаружить стабильные отклонения пеленга источника по наблюдениям

формы импульсов. Следует также учитывать, что амплитуда отраженного импульса в компоненте  $H_{ЮС}(t)$  примерно в 50 раз меньше амплитуды «регулярного импульса» в компоненте поля  $H_{ЗВ}(t)$ . Поскольку записи СНЧ-всплесков выполняются на фоне регулярного непрерывного шумового сигнала и амплитуда всплеска до 10 раз превышает амплитуду фона, сигналы, отраженные от неоднородности день–ночь, должны «утонуть в шумах». Все это затруднит обнаружение возмущений пеленга грозового разряда под влиянием неоднородности день–ночь в записях СНЧ-всплесков даже в том случае, когда используется идеальный широкополосный приемник.

**4. Однозначное определение направления на источник.** Пеленг источника однозначно определяется только в совместных измерениях вертикального электрического и двух взаимно ортогональных горизонтальных компонент магнитного поля. Тогда удастся построить вектор потока энергии (вектор Умова–Пойнтинга), что можно сделать во временном или в частотном представлении [12–16]. Мы используем вектор Умова–Пойнтинга во временном представлении, компоненты которого вычисляются с помощью следующего векторного произведения:

$$\vec{P}(t) = \vec{E}(t) \times \vec{H}(t); \quad (6)$$

$$P_\theta = P_{NS} = -E_r(t) H_\varphi(t) = -E_r(t) H_{WE}(t); \quad (7)$$

$$P_\varphi = P_{WE} = E_r(t) H_\theta(t) = E_r(t) H_{SN}(t). \quad (8)$$

На рис. 6 представлены результаты вычислений вектора Умова–Пойнтинга во временной области. На обеих панелях рисунка по оси абсцисс основных графиков отложено время в миллисекундах, прошедшее от начала импульса. Левая панель относится к трассе распространения  $t_U^1 = 4$  ч, а правая – к трассе  $t_U^2 = 8$  ч. На основных графиках черными линиями относительно левых ординат изображены временные вариации проекций потока электромагнитной энергии вдоль меридиана  $P_{СЮ}(t)$ . Линии со звездочками на графиках рис. 6, а и б построены относительно правых ординат, они показывают изменения компоненты  $P_{ЗВ}(t)$ , направленной вдоль

параллели. Видно, что основной поток энергии, независимо от расположения трассы, направлен вдоль меридиана с севера на юг, т. е. от источника к наблюдателю. В этой

компоненте наблюдаются два узких импульса, разделенных минимумом. Формы основных импульсов на рис. 6, а и б практически совпадают.

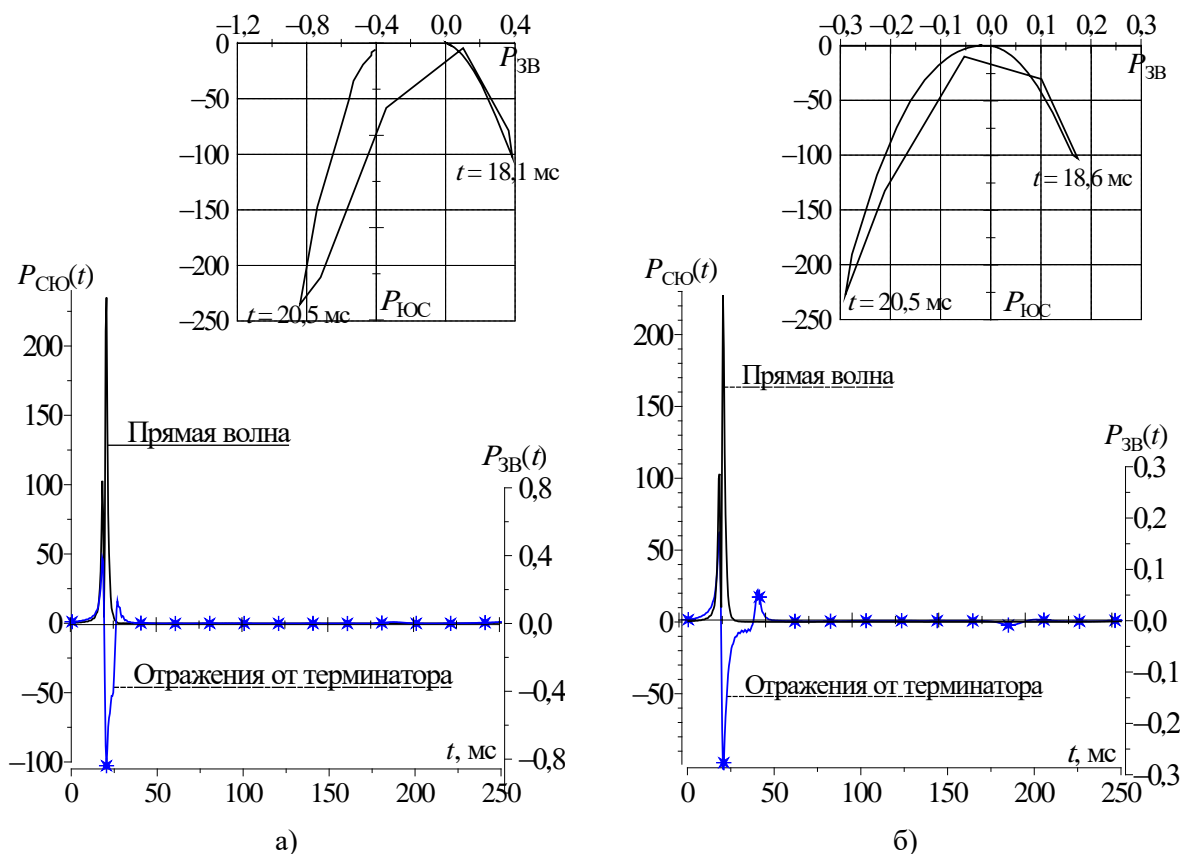


Рис. 6. Волновые формы и годографы вектора Умова–Пойнтинга: а) расположение трассы распространения соответствует 4 ч мирового времени; б) расположение трассы соответствует 8 ч

Аномальная компонента потока энергии  $P_{\text{ЗВ}}(t)$ , изображенная линиями со звездочками, представляет собой двухполярный импульс в его головной части, сопровождаемый сложными вариациями. Эта компонента значительно меньше по амплитуде, чем основной поток энергии, и изменяется при перемещении трассы распространения относительно границы день–ночь.

Вставки на рис. 6, расположенные в правом верхнем углу панелей, содержат годографы (фигуры Лиссажу) полного вектора Умова–Пойнтинга в начальной части импульсов. Масштаб по горизонтальной оси сильно увеличен по сравнению с масштабом по вертикальной оси, что позволяет показать детали эволюции потока энергии. Видно, что поток энергии изменяется быстро и дважды

достигает хорошо выраженных максимумов (около  $t = 18,1$  и  $t = 20,5$  мс – при  $t_U^1 = 4$  ч;  $t = 18,6$  и  $t = 20,5$  мс – при  $t_U^2 = 8$  ч). Форма временных изменений вектора Умова–Пойнтинга, как и моменты наблюдения его максимальных значений, зависит от положения трассы относительно границы день–ночь, что связано с различием дистанций, пройденных отраженной от терминатора волной.

Первый максимум в годографе вектора Умова–Пойнтинга относится к прямому импульсу, приходящему от источника, а второй – к отражениям от ионосферной неоднородности. На рис. 6 видно, что потоки энергии отклонены от плоскости меридиана в противоположные стороны. Однако эти отклонения не представляют значительного интереса,

поскольку девиации по направлению слишком малы, они составляют доли градуса. К тому же они разделены интервалом времени в единицы миллисекунд, который оказывается слишком мал для типичной частоты квантования (около 200 Гц), используемой в системах сбора данных шумановского резонанса. Столь малые и быстрые изменения потока электромагнитной энергии трудно заметить в обычных записях.

**5. Влияние частотной характеристики приемника.** В реальных измерениях шумановского резонанса применяются специальные приемники, которые формируют «прямоугольную» частотную характеристику в полосе рабочих частот 4...40 Гц и режектируют сигнал индустриальной помехи на частоте линий электропередачи 50 Гц. Влияние такого типового приемника на форму принимаемого импульса анализировалось в работе [17]. Мы учтем влияние приемника, предполагая, что его комплексная частотная характеристика одинакова во всех трех каналах записи:  $E_r$ ,  $H_{ЗВ}$  и  $H_{ЮС}$ , см. рис. 7.

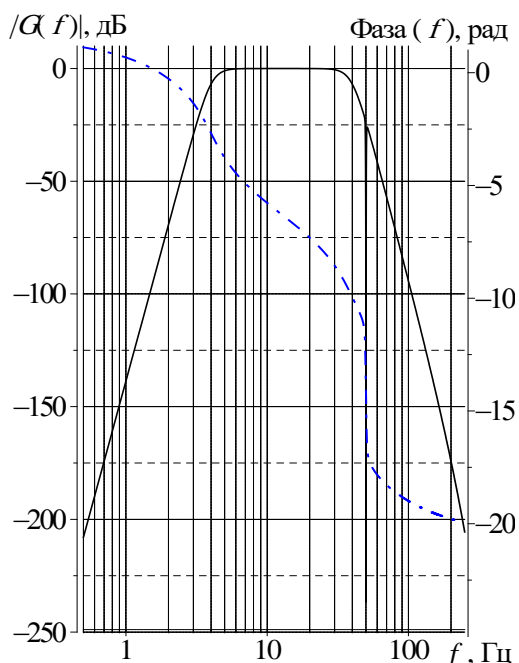


Рис. 7. Амплитудная и фазовая характеристики типового СНЧ-приемника для исследований шумановского резонанса

Здесь по оси абсцисс отложена частота сигнала в герцах, используется логарифмическая шкала. Вдоль левой оси ординат отложена нормированная амплитудная харак-

теристика приемника в децибелах, ее график показан сплошной черной линией. Вдоль правой оси ординат отложена фазовая характеристика приемника, измеряемая в радианах; соответствующая зависимость показана штрихпунктирной линией.

Полоса пропускания формируется фильтром верхних частот Баттерворта 4-го порядка с частотой среза 4 Гц и фильтром нижних частот Баттерворта 6-го порядка с частотой среза 40 Гц. Режекторный фильтр на 50 Гц обеспечивает ослабление сигналов питающей сети на 240 дБ. Такой приемник позволяет существенно ослабить индустриальные помехи, а также избавиться от помех, связанных с неблагоприятными локальными погодными условиями, за счет оптимального выбора частот среза [15, 16].

Очевидным и ожидаемым искажением формы импульса на выходе СНЧ-приемника будет его расширение, поскольку спектр входного импульса занимает более широкую полосу частот, чем полоса пропускания приемника. Кроме того, согласно [17], влияние типового приемника должно привести к задержке выходного импульсного сигнала по сравнению с входным, а также к искажению вступления импульса: изменяется соотношение амплитуд положительной и отрицательной полуволн. Это может привести к неверной атрибуции источника поля – положительные в действительности пробои могут быть классифицированы как отрицательные [17].

Для получения формы импульса на выходе приемника необходимо перемножить расчетные комплексные спектры компонент полей  $E_r(f)$ ,  $H_{ЗВ}(f)$  и  $H_{ЮС}(f)$  и комплексную частотную характеристику приемника  $G(f)$ , а затем выполнить преобразование Фурье от этих произведений. Полученные временные реализации построены на рис. 8 (вектор магнитного поля) и рис. 9 (вектор Умова–Пойнтинга).

На рис. 8 изображены волновые формы и годографы импульсов в двух взаимно перпендикулярных компонентах магнитного поля для трасс распространения, отвечающих  $t_U^1 = 4$  и  $t_U^2 = 8$  ч. Левая панель (рис. 8, а) представляет результаты для  $t_U^1 = 4$  ч, а правая – для  $t_U^2 = 8$  ч. Данные представлены также, как на рис. 5: поле  $H_{ЗВ}(t)$  построено отно-

сительно левой оси ординат, а поле  $H_{ЮС}(t)$  – относительно правой. В левом верхнем углу каждой панели показаны фигуры Лиссажу соответствующих импульсов. Видно, что импульсы на выходе приемника действительно расширились и сдвинулись во време-

ни. Фигуры Лиссажу заметно изменились по сравнению с рис. 5, и форма кривых заметно зависит от расположения трассы относительно линии терминатора. При этом определение направления на источник поля по годографу поля сильно затруднено.

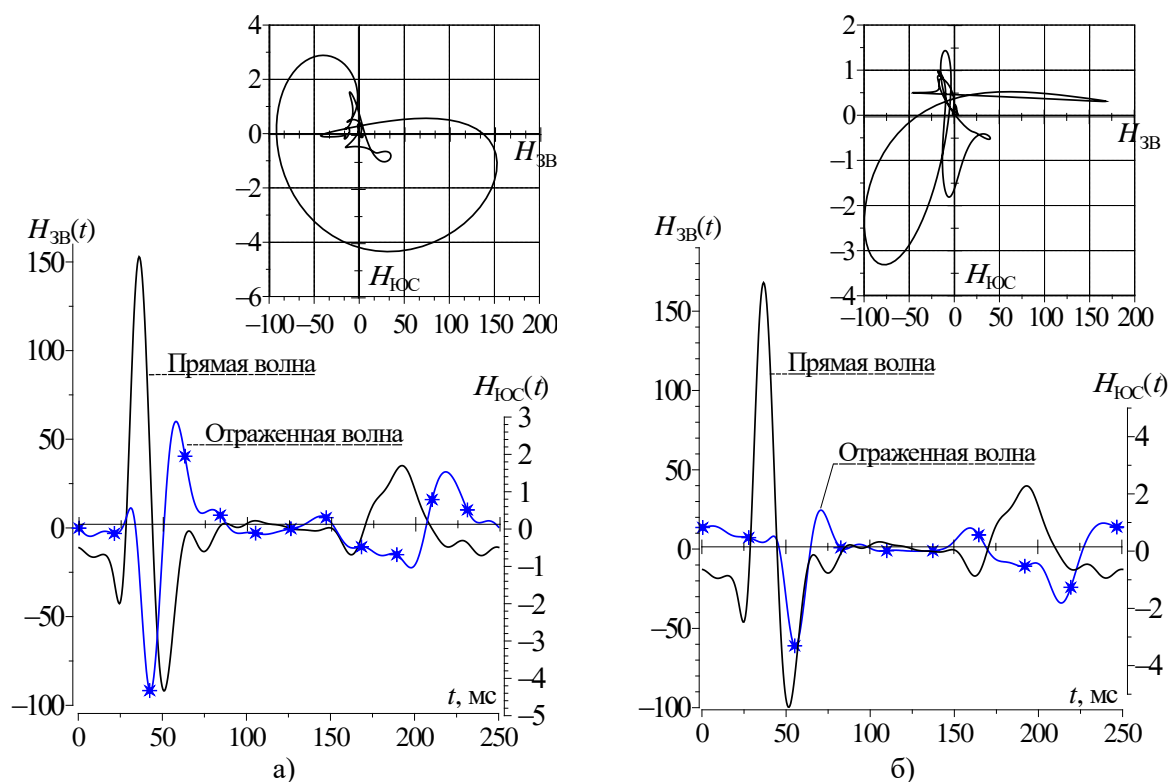


Рис. 8. Магнитные поля и их годографы на выходе типового СНЧ-приемника: а) расположение трассы распространения соответствует 4 ч мирового времени; б) расположение трассы соответствует 8 ч

Сигналы приемника шумановского резонанса можно использовать для построения временных вариаций ортогональных горизонтальных компонент вектора Умова–Пойнтинга, а также годографов этого вектора. Соответствующие результаты представлены на рис. 9 в той же самой форме, что на рис. 6. Видно, что на выходе СНЧ-приемника импульс потока энергии заметно расширился. При этом импульс  $P_{СЮ}(t)$ , направленный с севера на юг в главном потоке энергии, состоит из двух хорошо различимых положительных подимпульсов. В истинном потоке энергии на рис. 6 также можно рассмотреть эту пару импульсов, однако здесь первый импульс почти сливается со вторым.

Временные вариации потока энергии, связанные с отражениями от неоднородности день–ночь, также сильно изменились на выхо-

де приемника с конечной полосой пропускания и существенно зависят от положения трассы распространения, особенно компонента  $P_{СЮ}(t)$ . Эти особенности могут заметно изменить результаты измерений пеленга источника. Теперь при  $t_U^1 = 4$  ч вектор Умова–Пойнтинга максимально отклоняется от истинного направления к востоку через 36,1 мс после начала пробоя, а к западу – через 47,4 мс. В отсутствие СНЧ-приемника эти величины составляли 18,1 и 20,5 мс. При  $t_U^2 = 8$  ч вектор Умова–Пойнтинга почти не отклоняется от истинного направления север–юг. Его максимальные девиации приходятся на 36,6 и 54,2 мс после начала пробоя. Без учета влияния СНЧ-приемника эти величины составляли 18,6 и 20,5 мс. Отклонения направления потока энергии от меридиана не превышают одного градуса.

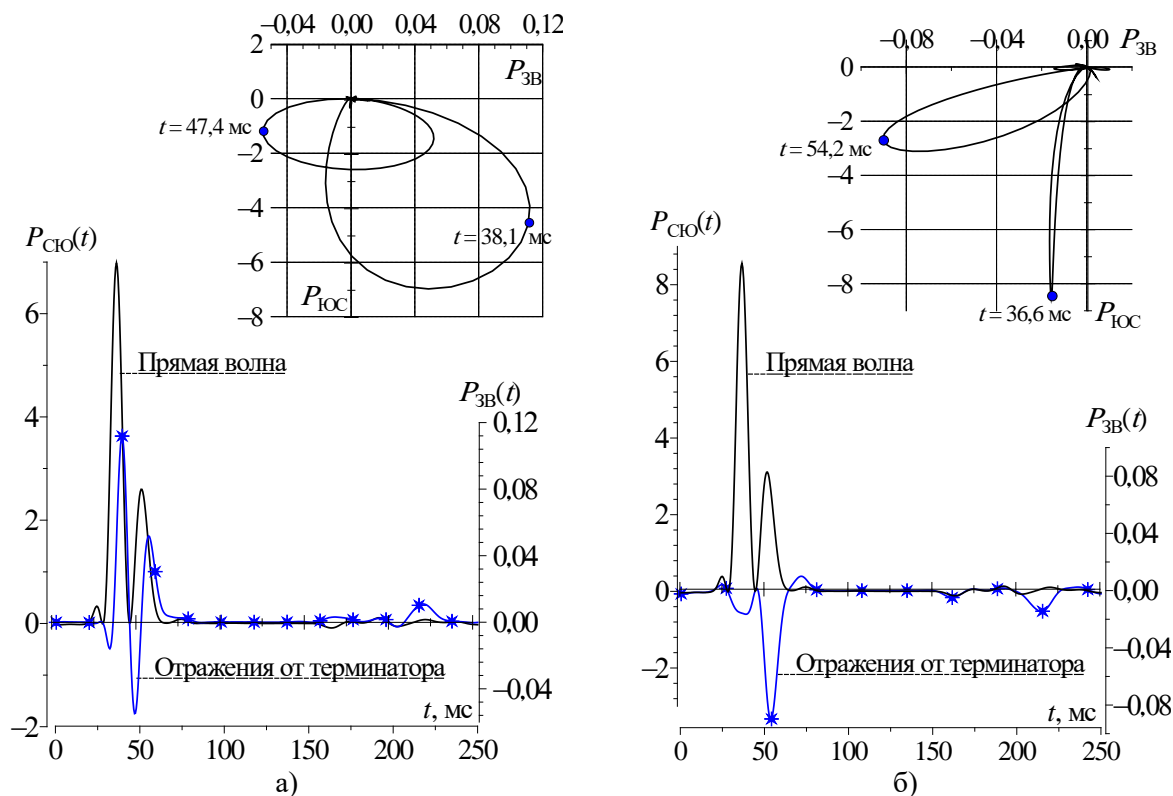


Рис. 9. Волновые формы и годографы вектора Умова–Пойнтинга на выходе типового СНЧ-приемника с полосой пропускания 4...40 Гц: а) расположение трассы распространения соответствует 4 ч мирового времени; б) расположение трассы соответствует 8 ч

Таким образом, влияние неоднородности ионосферы типа день–ночь на поток энергии СНЧ-всплеска на выходе типичного приемника оказывается очень малым. Для уверенного обнаружения девиаций пеленга в  $3^\circ$  ( $\sim 0,05$  рад) необходимо, чтобы амплитуда импульса превышала среднеквадратичный уровень непрерывного фонового сигнала, созданного всей совокупностью мировых гроз, не менее, чем в 20 раз. Полученные модельные оценки девиации пеленга источника за счет неоднородности день–ночь не выходят за пределы естественных угловых флуктуаций, обусловленных фоновой планетарной грозовой активностью. Поэтому обнаружение отклонений пеленга источника от истинного значения в области шумановского резонанса возможно только для исключительно мощных грозových пробоев.

**Выводы.** Анализ полученных результатов позволяет сформулировать следующие выводы:

1. Неоднородность ионосферы день–ночь вызывает отклонения пеленга источника поля, зависящие от частоты, от длины трассы

распространения и от ее положения относительно солнечного терминатора. Девиации отсутствуют, когда середина трассы проходит через центр ночной или дневной полушеры, и увеличивается, когда трасса приближается к линии солнечного терминатора. Девиации пеленга источника могут достигать нескольких градусов на некоторых частотах; они близки к отклонениям, обусловленным постоянно существующим фоновым сигналом шумановского резонанса, созданным совокупностью грозových разрядов всей Земли.

2. Пеленг источника изменяется с частотой, что обусловлено отражениями от терминатора и явлением шумановского резонанса. В силу этого обстоятельства девиации напоминают резонансные спектры.

3. Отклонения пеленга связаны с аномальной компонентой горизонтального магнитного поля, ориентированной вдоль трассы распространения, возникшей из-за отражений радиоволн от неоднородности день–ночь. В случае монохроматического сигнала появляется слабая эллиптическая поляриза-

ция, знак которой (направление вращения полного вектора магнитного поля) изменяется на противоположный при перемещении трассы с одной стороны неоднородности день–ночь на другую.

4. Для импульсного широкополосного СНЧ-излучения форма временных вариаций ортогональных компонент поля оказывается сложной и годограф полного магнитного поля описывает крестообразные замкнутые кривые, что затрудняет пеленгацию источника.

5. Волновые формы существенно изменяются под влиянием частотной характеристики приемника шумановского резонанса, однако максимальные мгновенные девиации пеленга не превышают нескольких градусов.

6. Влияние неоднородности день–ночь на азимут источника в полосе частот шумановского резонанса невелико. Для того, чтобы обнаружить девиации пеленга источников мощных СНЧ-всплесков при наличии непрерывного излучения мировых гроз, необходимо, чтобы амплитуда импульса превышала среднеквадратичную амплитуду фона в 20 раз и более.

#### Библиографический список

1. Mlynarczyk J., Kulak A., Salvador J. The accuracy of radio direction finding in the extremely low frequency range. *Radio Sci.* 2017. Vol. 52, Iss. 10. P. 1245–1252. <https://doi.org/10.1002/2017RS006370>
2. Galuk Yu. P., Nickolaenko A. P., Hayakawa M. Amplitude variations of ELF radio waves in the Earth–ionosphere cavity with the day–night non-uniformity. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2018. Vol. 169. P. 23–36. Available online 8 January 2018. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.01.001>
3. Гюннинен Э. М., Галюк Ю. П. Поле вертикального электрического диполя над сферической Землей с неоднородной по высоте атмосферой. *Проблемы дифр. и распр. радиоволн.* 1972. Вып. 11. С. 100–120. Ленинград: Изд-во ЛГУ.
4. Галюк Ю. П., Николаенко А. П., Хайакава М. Смещение антиподного максимума электрического поля в резонаторе Земля–ионосфера за счет неоднородности день–ночь. *Радиофизика и электроника.* 2017. Т. 22, № 2. С. 29–40. <https://doi.org/10.15407/rej2017.02.028>
5. Kudintseva I. G., Nickolaenko A. P., Rycroft M. J., Odzimek A. AC and DC global electric circuit properties and the height profile of atmospheric conductivity. *Ann. geophys.* 2016. Vol. 59, N 5. P. A0545 (15 p.). <https://doi.org/10.4401/ag-6870>
6. Nickolaenko A. P., Shvets A. V. and Hayakawa M. Extremely Low Frequency (ELF) Radio Wave Propagation: a Review. *Int. J. Electron. Appl. Res.* 2016. Vol. 3, Iss. 2. 91 p. Publ. online ([http://eses.co.in/online\\_journal.html](http://eses.co.in/online_journal.html)) ISSN 2395 0064

7. Nickolaenko A. P., Shvets A. V. and Hayakawa M. Propagation at Extremely Low-Frequency Radio Waves. In: J. Webster, ed. 2016. *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2016. P. 1–20. <https://doi.org/10.1002/047134608X.W1257.pub2>
8. Nickolaenko A. P., Galuk Yu. P. and Hayakawa M. Extremely Low Frequency (ELF) Wave Propagation: Vertical Profile of Atmospheric Conductivity Matching with Schumann Resonance Data. In: Albert Reimer, ed. 2017. *Horizons in World Physics*. New York: NOVA Sci. Publishers. Vol. 288, Ch. 6. P. 105–128. ISBN: 978-1-63485-882-3, ISBN: 978-1-63485-905-9 (eBook).
9. Madden T., Thompson W., Low frequency electromagnetic oscillations of the Earth–ionosphere cavity. *Rev. Geophys.* 1965. Vol. 3, Iss. 2. P. 211–254.
10. Кириллов В. В. Двумерная теория распространения электромагнитных волн СНЧ-диапазона в волноводном канале Земля–ионосфера. *Изв. вузов. Радиофизика.* 1996. Т. 39, № 9. С. 1103–1113.
11. Кириллов В. В., Копейкин В. Н., Муштак В. К. Электромагнитные волны СНЧ-диапазона в волноводном канале Земля–ионосфера. *Геомагнетизм и Аэронавигация.* 1997. Т. 37, № 3. С. 114–120
12. Самарский А. А. *Теория разностных схем.* М.: Наука, 1989. 616 с.
13. Belyaev G. G., Schekotov A. Yu., Shvets A. V., Nickolaenko A. P. Schumann resonance observed with the Poynting vector spectra. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1999. Vol. 61, Iss. 10. P. 751–763.
14. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. *Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля–ионосфера.* Киев: Наукова думка, 1977. 199 с.
15. Nickolaenko A., Hayakawa M. *Resonances in the Earth–ionosphere cavity.* Dordrecht, Kluwer Academic Publ, 2002. 181 p.
16. Nickolaenko A., Hayakawa M. *Schumann Resonance for Tyros (Essentials of Global Electromagnetic Resonance in the Earth–Ionosphere Cavity).* Tokyo: Springer. Series XI, Springer Geophysics, 2014. 348 p.
17. Яцевич Е. И., Швец А. В., Николаенко А. П. Влияние СНЧ приемника на характеристики наблюдаемых СНЧ-всплесков. *Изв. вузов. Радиофизика.* 2014. Т. LVII, № 3. С. 194–205.

#### REFERENCE

1. Mlynarczyk, J., Kulak, A., Salvador, J., 2017. The accuracy of radio direction finding in the extremely low frequency range. *Radio Sci.*, **52**(10), pp. 1245–1252. <https://doi.org/10.1002/2017RS006370>
2. Galuk, Yu. P., Nickolaenko, A. P., Hayakawa, M., 2018. Amplitude variations of ELF radio waves in the Earth–ionosphere cavity with the day–night non-uniformity. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **169**, pp. 23–36. Available online 8 January 2018, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.01.001>

3. Hynninen, E. M., Galuk, Yu. P., 1972. Field of vertical electric dipole over the spherical Earth with a non-uniform along the height atmosphere. *Problemy diffraktsii i rasprostraneniya radiovoln*, 11, pp. 100–120. Leningrad, Leningrad Univ. Publ. (in Russian).
4. Galuk, Yu. P., Nickolaenko, A. P., Hayakawa, M., 2017. Displacement of electric field antipode maximum in the Earth–ionosphere cavity caused by day–night non-uniformity. *Radiofizika i elektronika*, 22(2), pp. 28–40 (in Russian). <https://doi.org/10.15407/rej2017.02.028>
5. Kudintseva I. G., Nickolaenko, A. P., Rycroft, M. J., Odzimek, A., 2016. AC and DC global electric circuit properties and the height profile of atmospheric conductivity. *Ann. geophys.*, 59(5), pp. A0545 (15 p.) <https://doi.org/10.4401/ag-6870>
6. Nickolaenko, A. P., Shvets, A. V. and Hayakawa, M., 2016. Extremely Low Frequency (ELF) Radio Wave Propagation: a Review. *Int. J. Electron. Appl. Res. (IJEAR)*, 3(2), December, 91 p. Published online ([http://eses.co.in/online\\_journal.html](http://eses.co.in/online_journal.html)) ISSN 2395 0064
7. Nickolaenko, A. P., Shvets, A. V. and Hayakawa, M., 2016. Propagation at Extremely Low-Frequency Radio Waves. In: J. Webster, ed. 2016. *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2016. P. 1–20. <https://doi.org/10.1002/047134608X.W1257.pub2>
8. Nickolaenko, A. P., Galuk, Yu. P. and Hayakawa, M., 2017. Extremely Low Frequency (ELF) Wave Propagation: Vertical Profile of Atmospheric Conductivity Matching with Schumann Resonance Data. In: Albert Reimer, ed. 2017. *Horizons in World Physics*. New York: NOVA Sci. Publishers. Vol. 288, Ch. 6. ISBN: 978-1-63485-882-3, ISBN: 978-1-63485-905-9 (eBook).
9. Madden, T., Thompson, W., 1965. Low frequency electromagnetic oscillations of the Earth–ionosphere cavity. *Rev. Geophys.*, 3(2), pp. 211–254.
10. Kirillov, V. V., 1996. Two-dimensional theory of ELF electromagnetic wave propagation in the Earth–ionosphere waveguide channel. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, 39(9), pp. 1103–1113 (in Russian).
11. Kirillov, V. V., Kopykin, V. N., Mushtak, V. K., 1997. Electromagnetic waves of ELF band in Earth–ionosphere waveguide. *Geomagnetism and Aeronomy*, 37(3), pp. 114–120 (in Russian).
12. Samarskiy, A. A., 1989. The Theory of Difference Schemes. Moscow: Science Publ. (in Russian).
13. Belyaev, G. G., Schekotov, A. Yu., Shvets, A. V., Nickolaenko, A. P., 1999. Schumann resonance observed with the Poynting vector spectra. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 61(10), pp. 751–763.
14. Bliokh, P. V., Nickolaenko, A. P., Filippov, Yu. F., 1977. *Global electromagnetic resonances in Earth–ionosphere cavity*. Kiev: Naukova Dumka Publ. (in Russian).
15. Nickolaenko, A., Hayakawa, M., 2002. *Resonances in the Earth-ionosphere Cavity*. Dordrecht, Kluwer Academic Publ.
16. Nickolaenko, A., Hayakawa, M., 2014. *Schumann Resonance for Tyros (Essentials of Global Electromagnetic Resonance in the Earth–Ionosphere Cavity)*. Tokyo: Springer. Series XI, Springer Geophys.
17. Yatsevich, E. I., Shvets, A. V., Nickolaenko, A. P., 2014. Impact of ELF receiver on characteristics of ELF transients. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, 57(3), pp. 176–186 (in Russian).

Рукопись поступила 01.03.2018.

A. P. Nickolaenko, Yu. P. Galuk, M. Hayakawa

### DEVIATIONS OF SOURCE BEARING IN THE EARTH–IONOSPHERE CAVITY WITH THE DAY–NIGHT NON-UNIFORMITY

**Subject and purpose.** The Earth-ionosphere cavity resonator is characterized by the day–night non-uniformity. The impact of this non-uniformity on the field amplitude and its spectrum was addressed in literature, however, the modifications of the arrival angle of extremely low frequency radio waves caused by this inhomogeneity were not considered. In the present work, the source bearing deviations are obtained in the framework of the smooth day–night transition model. The source and the receiver are located on the zero meridian at points with coordinates 22.5° N and 22.5° S respectively, while the propagation path 5 thousand km long occupies two characteristic positions relative to the non-uniformity. One of them corresponds to 4 hr (the path lies in the night hemisphere) and the second one corresponds to 8 hr of Universal Time (the path is located nearby the morning terminator at the day side).

**Methods and methodology.** The full wave solution is used to determine the propagation parameters of ELF radio waves. The field spectra are found using the 2D telegraph equations.

**Results.** The following results were obtained: influence of the non-uniformity is absent when the center of the propagation path coincide with the center of the night or the day hemisphere, and it increases when the path approaches the day–night interface; the deviations of the source bearing may reach ~3°; frequency dependence of the source bearing has a shape similar to the Schumann resonance spectral pattern; a weak elliptical polarization is observed for a monochromatic signal, and its sign changes when the propagation path moves from one side of the day–night non-uniformity to another; temporal variations of the pulsed orthogonal components of the horizontal magnetic field and the Umov–Poynting vector have a complex shape, and this impedes determination of the arrival angle of a pulsed radio emission; the frequency response of a Schumann resonance receiver significantly changes the pulsed shape, however, the maximum deviations of source bearing do not increase in this case.

**Conclusions.** Influence of day–night non-uniformity on the source bearing in the Schumann resonance frequency band does not exceed the level of natural fluctuations caused by the noise nature of the thunderstorm activity of the planet, and this significantly obscures the experimental detection of such deviations. Detection of the terminator effect is possible only for exceptionally powerful ELF transient signals.

**Key words:** Earth–ionosphere cavity, day–night non-uniformity, Schumann resonance, source bearing.



О. П. Ніколаенко, Ю. П. Галюк, М. Хайакава

### ЗБУРЕННЯ ПЕЛЕНГУ ДЖЕРЕЛА В РЕЗОНАТОРІ ЗЕМЛЯ–ІОНОСФЕРА З НЕОДНОРІДНІСТЮ ДЕНЬ–НІЧ

**Предмет і мета.** Відомо, що резонатор Земля–іоносфера характеризується неоднорідністю день–ніч. Ступінь впливу цієї неоднорідності на амплітуду поля та його спектр оцінювався в літературі. Однак не було оцінено можливий вплив цієї неоднорідності на кут приходу радіохвиль наднизькочастотного діапазону. У даній роботі така оцінка отримано в рамках реалістичної моделі плавної іоносферної неоднорідності день–ніч. Розглянуто трасу поширення довжиною 5 Мм. Джерело розташоване в точці з координатами 22,5° п. ш. і 0° с. д., а спостерігач – в точці 22,5° п. ш. і 0° с. д. Траса поширення займає два характерних положення поблизу неоднорідності день–ніч. Одне з них відповідає 4 ч світового (за Гринвічем) часу, коли траса лежить у нічній півкулі, а друга – 8 ч світового часу, коли траса розташована поблизу ранкового термінатора на його денній стороні.

**Методи і методологія.** Для визначення параметрів поширення ННЧ–радіохвиль використовується метод повного поля. Спектри полів знаходяться за допомогою двовимірного телеграфного рівняння.

**Результати.** Вдалося показати наступне: вплив термінатора відсутній, коли середина симетричної траси

лежить в центрі нічної або денної півкулі, він збільшується, коли траса наближається до неоднорідності. Девіації пеленга джерела можуть досягати  $\sim 3^\circ$  на окремих частотах. Частотна залежність пеленга нагадує форму спектрів глобального електромагнітного (шумановського) резонансу. Для монохроматичного випромінювання спостерігається слабка еліптична поляризація, знак якої змінюється при переміщенні траси поширення з одного боку неоднорідності день–ніч на іншу. Часові варіації імпульсних ортогональних компонент горизонтального магнітного поля мають складну форму, що утруднює визначення кута приходу імпульсного радіовипромінювання. Під впливом частотної характеристики приймача шуманівського резонансу форма імпульсів істотно змінюється і результати по різні боки термінатора відрізняються один від одного. Однак максимальні девіації пеленга при цьому не збільшуються.

**Висновки.** Вплив неоднорідності день–ніч на азимут джерела в діапазоні шуманівського резонансу не перевищує рівень природних флуктуацій, зумовлених глобальною грозовою активністю, що суттєво ускладнить експериментальне виявлення девіацій. У спостереженнях шуманівського резонансу детектування таких девіацій стає досить складним. Виявлення термінаторного ефекту є можливим тільки для виключно потужних сплесків ННЧ–випромінювань.

**Ключові слова:** резонатор Земля–іоносфера, неоднорідність день–ніч, шуманівський резонанс, пеленг джерела.