

DOI: 10.51981/2588-0039.2023.46.029

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЗЕМНОГО МАГНИТНОГО ШУМА КРАЙНЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Н.В. Иванов

Полярный геофизический институт, г. Мурманск, Россия

Аннотация. В спектре приземного естественного магнитного шума в диапазоне от долей до нескольких десятков Гц наблюдаются резонансные структуры. Основные из них это шумановский и альвеновский резонансы. Шумановский резонанс, обусловленный кругосветным распространением волн, несет информацию о эффективных глобальных трассах. Альвеновские резонансные структуры, обусловленные локальной областью ионосферы над точкой наблюдения [1]. Благодаря тому, что волны данного диапазона могут отражаться от высот существенно выше F_o2 слоя, несут информацию о внешней ионосферы. В данной работе предлагается метод, основанный на анализе поляризационных характеристик спектра, который, как полагает автор, может улучшить детектирование резонансных структур, а также сделает возможным качественный мониторинг ионосферы.

Поле приземного вертикального электрического диполя

Принято считать, что основным фактором, формирующим приземный магнитный шум, является грозвая активность. В качестве грозвых источников в дальнейшем будем полагать точечные приземные вертикальные электрические диполи, совокупное усредненное по времени излучение которых и будем считать основным в формировании спектра приземного магнитного шума [2].

Строгое решение подобной задачи с учетом анизотропии, сферичности и неоднородности волновода невозможно. Далее будем использовать метод двумерного телеграфного уравнения [3], поскольку приближенно он позволяет на качественном уровне учесть все перечисленные факторы. Согласно методу, горизонтальные магнитные компоненты поля в сферической системе координат можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} H_\phi &= K(\omega, \theta, \phi) \left[-h_{L\theta\theta}^{-1}(2) - h_{L\theta\phi}^{-1}(2) \frac{h_{S\theta\phi}}{h_{S\theta\theta}} \right] \\ H_\theta &= K(\omega, \theta, \phi) \left[h_{L\phi\theta}^{-1}(2) + h_{L\phi\phi}^{-1}(2) \frac{h_{S\theta\phi}}{h_{S\theta\theta}} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь функция $K(\omega, \theta, \phi)$ содержит коэффициент возбуждения волны, фактор геометрии и усредненные свойства всей трассы распространения. Трассой распространения волн КНЧ диапазона считаем геодезическую линию соединяющая источник с приемником. Мы специально не описываем здесь конкретный вид функции K , т.к. нашей основной нашей целью будет возможность избежать ее расчета. Второе слагаемое в квадратных скобках описывает влияние неоднородности трассы по горизонтали. Как показывают численные расчеты, для высокоширотных трасс данной функцией можно пренебрегать для всех частот выше одного герца. Высокоширотными трассами мы в дальнейшем будем называть, трассы пересекающие 60° широты и экватор. В нашем случае (обсерватория Ловозеро и экваториальные грозвые источники) относятся к высокоширотным трассам. Тензор \hat{h}_L называется локальной индуктивной высотой ионосферы (индекс (2) обозначает точку приема), Компоненты тензора образованы суммой тензора приведенного импеданса ионосферы и приведенного импеданса земли. Приведенным импедансом земли для рассматриваемых частот пренебрегаем, а ось x считаем направленной вдоль проекции магнитного поля на земную поверхность, что делает рассматриваемый тензор эрмитовски симметричным. Воспользуемся фактом близости магнитного поля Земли над точкой наблюдения к вертикально направленному, что позволяет считать в ионосфере волны обыкновенной и необыкновенной поляризации независимыми. Тогда компоненты тензора индуктивной высоты будут связаны с коэффициентами отражения обыкновенной и необыкновенной волны простыми соотношениями, а компоненты поля представимы в виде:

$$\begin{aligned} H_\phi &\approx K \frac{1-V_2}{1+V_2} (1+F), H_\theta \approx K \frac{1-V_2}{1+V_2} i(1-F), \\ F &= \frac{(1-V_1)(1+V_2)}{(1+V_1)(1-V_2)} \end{aligned} \quad (2)$$

Фактически формулы (2) связывают наблюдаемые спектры полей со свойствами ионосферы над точкой приема, однако для задач мониторинга эти соотношения все еще мало пригодны, потому что нам неизвестна функция K , т.е. ее можно построить, используя модельные представления для всей трассы, но подобный подход не будет отличаться точностью, а даст лишь качественное представление. Поэтому в дальнейшем целесообразно перейти к поляризационным характеристикам спектра, как мало или вообще независимым от перечисленных факторов.

Поляризационные характеристики спектра, создаваемого единичным источником

В качестве поляризационными характеристик будем рассматривать три величины: коэффициент эллиптичности, дирекционный угол эллипса поляризации и степень поляризации поля. Пусть мы принимаем две ортогональные компоненты x и y приземного магнитного шума, причем ось x ориентирована вдоль горизонтальной проекции магнитного поля Земли. Поляризационные характеристики поля удобно выражать в этом случае чрез параметры Стокса [3]:

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

Здесь $S_{xx} = H_x H_x^*$, $S_{yy} = H_y H_y^*$, $S_{xy} = H_x H_y^*$ соответствующие спектры и кросспектры. Рассматриваемые нами поляризационные характеристики выражаются через коэффициенты (3) следующим образом:

$$\begin{aligned} R &= \frac{V}{\sqrt{Q^2+U^2} + \sqrt{Q^2+U^2+V^2}} \\ \left. \begin{aligned} \sin(2\psi) \\ \cos(2\psi) \end{aligned} \right\} &= \frac{1}{\sqrt{Q^2+U^2}} \begin{cases} U \\ Q \end{cases} \\ P &= \frac{\sqrt{V^2+Q^2+U^2}}{I} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь R – коэффициент эллиптичности, ψ – дирекционный угол эллипса поляризации, а P – степень поляризации сигнала. Для поляризационных характеристик единичного источника получим следующие выражения:

$$R = \frac{1-|F|}{1+|F|}, \quad \psi = \frac{\pi}{2} + \alpha - \frac{\operatorname{arg} F}{2} \quad (5)$$

Как видно из соотношений (5), для одного источника система полностью разрешима. Степень поляризации тождественно равна единицы, что естественно для единичного источника, но с возрастанием количества рассматриваемых источников данная величина приобретает функциональный смысл. Коэффициент эллиптичности полностью определяется модулем функции F , а дирекционный угол ее аргументом, поэтому в дальнейшем функцию F мы будем называть ионосферной поляризационной функцией. Фактически функция F характеризует степень анизотропии ионосферы для данного диапазона волн. В ночной ионосфере для функции F характерны сильные осцилляции (альвеновские резонансы) как в модуле, так и в аргументе. Для иллюстрации выше сказанного приведем теоретический расчет модуля и аргумента функции F выполненных, по модели ионосферы IRI2012 для точки приема рис. 1.

Отметим, что в случае единичного источника, согласно формулам (5), наблюдаемые поляризационные характеристики не зависят от трассы распространения и полностью определяются состоянием ионосферы над областью приема. Критерием точности применимости “единичной” модели к наблюдаемому случаю будет близость степени поляризации к единице.

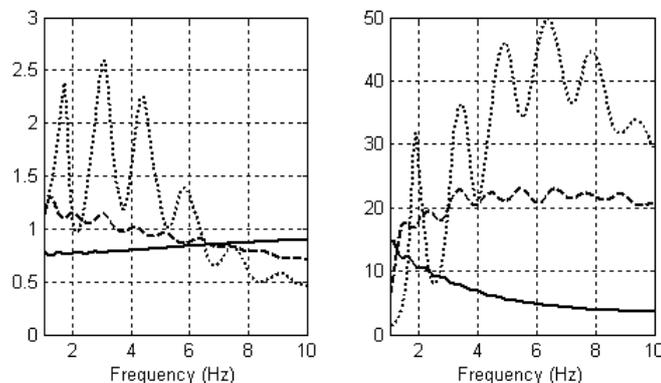


Рисунок 1. Слева изображен модуль ионосферной поляризационной функции, справа половина ее аргумента. Сплошная, пунктирная и точечная линии – день, вечер и ночь соответственно.

Параметры Стокса системы грозовых источников

Принято считать, что основным фактором, формирующим приземный магнитный шум, является грозовая активность. Наблюдаемые спектры создаются множеством единичных молниевых разрядов, которые группируются по пространственным и временным параметрам в грозовые центры. Реальный спектр магнитного шума можно рассматривать как статистически усредненное влияние системы из нескольких грозовых центров. Для обобщения системы (5) для одного грозового центра достаточно предположить, что его размеры много меньше длины излучаемой волны (справедливо для КНЧ диапазона) и расстояния до точки приема, тогда в системе можно просто формально заменить в коэффициенте K спектральную компоненту токового момента единичного источника на спектральную токовую компоненту всего грозового центра. Все остальные параметры входящие в коэффициент будут в силу геометрии задачи неизменны. Далее будем считать, что токовые моменты отдельных грозовых центров статистически независимы, что приводит к статистической независимости возбуждаемых полей. При этом параметры Стокса, связанные с действием нескольких грозовых центров, представляют собой алгебраическую сумму параметров каждого отдельного центра. Рассмотрев систему уравнений для параметров Стокса для N грозовых центров, получим формулу, определяющую модуль ионосферной поляризационной функции и поляризационные характеристики:

$$|F| = \sqrt{\frac{I-V}{I+V}}, R = \frac{X}{1+\sqrt{1+X^2}}, X = \frac{1}{2\sqrt{1-4T}} \frac{1-|F|^2}{|F|}$$

$$\psi = \frac{\pi}{2} + \tilde{\alpha} - \frac{\arg(F)}{2}, P = \sqrt{1 - 16 \frac{|F|^2}{(1+|F|^2)^2} T}$$
(6)

Здесь введены следующие обозначения:

$$T = \frac{\sum_{i \neq j}^N |K_i|^2 |K_j|^2 \sin^2(\alpha_i - \alpha_j)}{(\sum_i^N |K_i|^2)^2}$$

$$2\tilde{\alpha} = \operatorname{atan} \left(\frac{\sum_i^N |K_i|^2 \sin 2\alpha_i}{\sum_i^N |K_i|^2 \cos 2\alpha_i} \right)$$
(7)

Отметим, что приведенное выражение, определяющее модуль ионосферной поляризационной функции, носит универсальный характер, в том смысле, что его формальный вид не зависит от количества, мощности или геометрического положения источников. Функция T описывает взаимное влияние источников и зависит, как от их расположения, так и от мощности. То же относится к функции обобщенного угла $\tilde{\alpha}$. Основные поляризационные параметры, теперь зависят от мощностей и взаимного расположения источников, в отличие от случая единичного источника. Таким образом, модуль функции F , определяемый выражением (6) можно определить, не зная (вычисляя), информацию о характеристиках источников. Однако система все еще разрешима в случае, когда значимыми являются два источника.

Рассмотрим систему двух источников. Пусть углы их трасс в области приема α и β соответственно, тогда функции T и $\tilde{\alpha}$ содержат одну неизвестную равную отношению квадратов модулей функций K для каждого источника:

$$T = \frac{A \sin^2(\alpha - \beta)}{(1+A)^2}$$

$$2\tilde{\alpha} = \operatorname{atan} \left(\frac{\sin 2\alpha + A \sin 2\beta}{\cos 2\alpha + A \cos 2\beta} \right)$$

$$A = \frac{|K_\beta|^2}{|K_\alpha|^2}$$
(8)

Подставляя значение модуля функции F (6) в выражение для степени поляризации получим значение функции T и выражение для отношения A :

$$T = \frac{I^2 - V^2}{4} \frac{(1-P^2)}{I^2 - V^2}$$

$$A = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{2T} - 1 - \sqrt{\left(\frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{2T} - 1 \right)^2 - 1}$$
(9)

Таким образом в случае двух источников ионосферная поляризационная функция полностью восстанавливается из данных экспериментально наблюдаемых спектральных характеристик, если известно расположение источников. Знания мощностей источников или трасс распространения при этом не требуется. Может показаться, что ограничение существенных источников до двух сильно сужает границы применимости метода, однако при определенном выборе точки наблюдения реализация подобной модели будет нередка.

Известно, что основная часть грозовой активности (~80%) приходится на приэкваториальную область Земли. Будем считать, что источниками во вне экваториальных областях можно пренебречь, тогда задача сводится к совокупной работе нескольких грозовых экваториальных центров. Экваториальные грозовые

центры сосредоточены над сушей, соответственно принято выделять три основных: Азиатский, Африканский и Американский центры.

При условии, отсутствия сильных магнитосферных возмущений и близких к точке наблюдения гроз можно считать, что основную часть спектра в рассматриваемое время формируют именно экваториальные источники. В нашем частном случае воспользуемся тем, что точка приема расположена на геодезической линии, соединяющей азиатский и американский грозовые центры (рис. 2). Для любой точки приема расположенной на данной линии мощности азиатского и американского грозовых центров можно формально заменить на некоторую эффективную мощность одного источника и рассматривать задачу, как задачу о двух источниках.

В качестве примера применения метода рассмотрим конкретную реализацию спектра магнитного шума, наблюдавшуюся в обсерватории “Ловозеро” 29 августа 2008 года. В дневной ионосфере (6-12UT) не наблюдается РСС. В ночной ионосфере (17-23UT) наблюдаются настолько сильные резонансные структуры (мы специально выбрали яркий), что альвеновские резонансные линии модулируют первый шумановский резонанс.

Функция F , как видно на рис. 2, хорошо описывает резонансные структуры спектра, как в модуле, так и в аргументе. Отметим, что данная функция, в отличие от остальных спектральных параметров, определяется только состоянием ионосферы над точкой приема и не зависит от мощностных и пространственных характеристик источников излучения, что делает ее наиболее удобным инструментом мониторинга ионосферы.

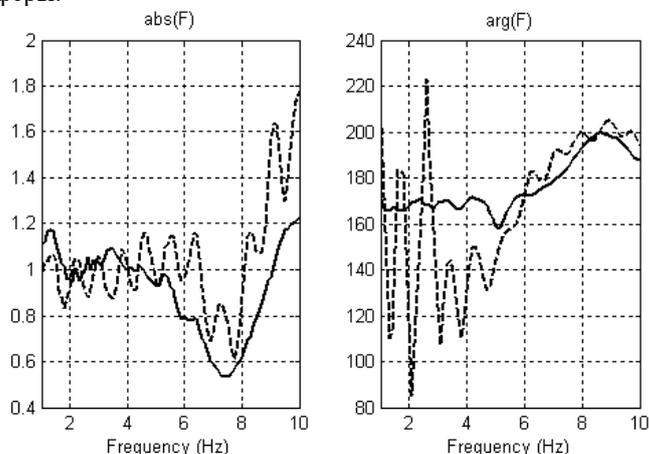


Рисунок 2. Слева изображен модуль ионосферной поляризационной функции, справа половина ее аргумента. Сплошная и пунктирная линии – день (10UT) и ночь (20UT) соответственно. По данным обсерватории “Ловозеро” 29 августа 2008 года.

Заключение

В заключении обсудим границы применимости предложенного подхода. Важно подчеркнуть, что весь формализм предложенного подхода, строился на предположении серьезного преобладания грозовой составляющей в шуме. Для окрестностей шумановских резонансов, данное предположение можно считать выполненным. Существует достаточное количество исследований, показывающих хорошую временную корреляцию дирекционного угла эллипса поляризации с моделью трех глобальных экваториальных источников [4]. Но поведение поляризационных характеристик между максимумами шумановского резонанса может вызывать вопросы. В частности, часто наблюдаемая смена знака у коэффициента эллиптичности (показывает изменение направления вращения поля) между первым и вторым максимумами плохо вяжется с модельными расчетами ионосферы. Для объяснения такого поведения поляризационных характеристик мы предлагаем гипотезу, что значительная доля магнитного шума создается источниками не грозового происхождения (вероятно, ионосферными). Данная примесь может серьезно нарушать ожидаемую картину поляризационных характеристик. В областях же максимумов шумановских резонансов относительная доля грозовых источников резко возрастает, соответственно растет и достоверность предлагаемого нами метода. Таким образом следует выбирать точки спектра с максимальным коэффициентом поляризации, что будет соответствовать максимумам шумановских и альвеновских резонансов. Отклонение коэффициента поляризации от единицы в этих областях будет задавать интервал ошибки. В остальные области спектра достраивать ионосферную поляризационную функцию интерполяцией.

Список литературы

1. Поляков С.В., Раппопорт В.О. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 5. С. 610.
2. Галюк Ю.П. // Радиофизика и электроника. 2015. Т. 6(20). № 4. С.3.
3. Кирилов В.В., Пронин А.Е. // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. LI. № 5-6. С.438.
4. Колосков А.В., Безродный В.Г., Буданов О.В. и др. // Радиофизика и электроника. 2005. Т. 10. № 1. С.11.