

Исследование излучения грозовых разрядов методом вейвлетного анализа

В. В. Виноградов, Г. В. Литвиненко

Радиоастрономический институт Национальной Академии Наук Украины

Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 18 августа 1998 г., после переработки 18 декабря 1998 г.

В работе методами вейвлетного анализа были исследованы сигналы СНЧ диапазона, создаваемые ближними грозовыми разрядами. Показано присутствие в таких сигналах отчетливо выраженной фликер-шумовой компоненты. С помощью статистического анализа экспериментальных данных подтверждена достоверность используемой в литературных источниках модели излучения ближних гроз как пуассоновской последовательности импульсов.

В роботі за методом вейвлетного аналізу досліджено сигнали ННЧ діапазону, що утворюються близькими розрядами грози. Показано наявність в таких сигналах чітко вираженої флікер-шумової компоненти. За допомогою статистичного аналізу експериментальних даних підтверджено вірогідність моделі випромінювання близьких гроз як пуассонівської послідовності імпульсів, що використовується в літературних джерелах.

Введение

До настоящего времени шумовая природа излучения грозовых разрядов детально не исследовалась. Сигналы от ближних и дальних гроз, наблюдаемые в сферической полости Земли-ионосфера, представляют собой естественное электромагнитные шумы СНЧ диапазона (4÷40 Гц). В экспериментальных энергетических спектрах СНЧ шумов отчетливо обнаруживаются резонансные максимумы на определенных частотах, на возможность возникновения которых впервые указал Шуман [1]. Им был рассчитан спектр собственных частот резонатора Земля-ионосфера, который впоследствии был экспериментально обнаружен Бальсером и Вагнером [2]. Такой вид спектра с ярко выраженными резонансными максимумами на частотах ~8, 14, 21, 26, 32 Гц (см. рис. 1, кривая 1) обычно называют шумановским. Как было показано ранее (см., например, [3]), электромагнитная энергия СНЧ диапазона связана главным образом с излучением вертикальных грозовых разрядов (разряды облако-Земля и внутриоблачные разряды). Следует заметить, что отчетливые шумановские спектры наблюдаются при измерении сигналов от дальних грозовых источников. Под дальними грозами подразумевается грозовая активность в пределах всего земного шара, которая происходит непрерывно (~100 разрядов в секунду) и создает квазистационарный шумовой фон. Однако, при наблюдениях сигналов ближней грозы (нами анализировались данные, когда грозовые центры находились от приемника на расстояниях до 50 км), картина спектров существенно меняется. Во-первых, в десятки-сотни раз возрастает интенсивность сиг-

нала. Во-вторых, изменяется внешний вид спектров – нет ярко выраженных резонансных максимумов, с увеличением частоты наблюдается практически плавный спад спектральных кривых. В связи с таким характером поведения спектров возникло следующее предположение: не содержит ли данный шумовой процесс фликер-компоненту, которая характеризуется спектральной плотностью, в достаточно большом диапазоне частот зависящей от частоты по закону $1/f^\gamma$, где спектральный параметр γ находится в пределах $0 < \gamma < 2$.

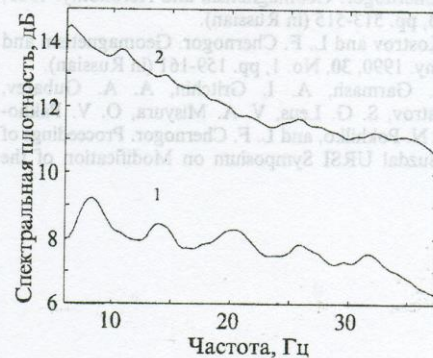


Рис. 1. Вид энергетических спектров излучения ближней и дальней грозы: 1 – дальняя гроза, 2 – ближняя гроза

В данной работе были проанализированы сигналы от ближних и дальних гроз с помощью классического спектрального метода и техники вейвлетного преобразования (wavelet transform) для

проверки гипотезы о наличии $1/f$ -компоненты в излучении ближних грозовых разрядов. Показано, что при приближении грозового очага к приемной системе глобальные резонансы на спектральных кривых постепенно замыкаются, сигнал приобретает характер фликер-шума с энергетическим спектром $1/f^\gamma$, где γ принимает значения в пределах $1,0 \div 1,8$. Максимум спектра такого излучения находится в низкочастотной области исследуемого диапазона ($4 \div 40$ Гц) и по амплитуде превышает средний электромагнитный фон в сотни раз.

Данные наблюдений

Анализируемые в настоящей работе данные были получены в Радиоастрономическом Институте НАН Украины на низкочастотной обсерватории РИНАНУ в с. Мартовая в течение летнего сезона 1997 года [5]. Эксперименты проводились группой сотрудников отдела "Ионосферного распространения радиоволн" и отдела "Прикладной электродинамики" РИНАН Украины, полученные данные были любезно предоставлены авторам для интерпретации и теоретического анализа. В экспериментах измерялась вертикальная электрическая компонента СНЧ сигналов, шумовая обстановка для которой в диапазоне $4 \div 40$ Гц определяется ближними грозовыми разрядами, осадками и ветром. Особенность приемного тракта заключалась в формировании "прямоугольной" частотной характеристики в полосе первых пяти шумановских резонансов. Уровень шумовых сигналов, соответствующий резонансным максимумам, в месте приема составлял $|E_z| \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-4}$ В/м, что не противоречит известным из литературы данным.

Метод вейвлетного анализа

Анализ сигналов от ближних и дальних гроз осуществлялся как методом классического спектрального анализа, так и с использованием техники вейвлетного преобразования, которую в настоящее время начинают широко применять в задачах обработки нестационарных и многомасштабных процессов [6]. На рис. 1 для сравнения приведены энергетические спектры излучения гроз, один из которых соответствует "спокойным" условиям, когда формирование спектра происходит с учетом влияния только сигналов дальних гроз (кривая 1), и спектр, полученный для того момента времени, когда очаг грозовой активности находился на близком расстоянии от приемной системы (кривая 2). Видно, что в отличие от кривой 1, на которой легко идентифицировать шумановские резонансные максимумы (до пятого мода включительно), спектр 2 имеет более сглаженный характер. Такое поведение спектра и позволило

авторам высказать гипотезу о наличии фликер-шумовой компоненты в наблюдаемых сигналах ближних гроз. Для доказательства этого предположения нами был применен вейвлетный метод обработки сигналов совместно с методом оценки максимума функции правдоподобия, записанной для рассчитанных вейвлетных коэффициентов исследуемого сигнала.

Для одномерных сигналов $s(t)$ вейвлетное преобразование заключается в их разложении по базису $\{\psi_n^m\}$ функционального гильбертова пространства $L_2(R)$ ($s(t) \in L_2(R)$), полученному из материнского вейвлета (солитоноподобной функции) $\psi(t)$ путем масштабных преобразований и сдвигов [7]:

$$s(t) = \sum_{m,n} s_n^m \psi_n^m(t), \quad (1a)$$

$$\psi_n^m(t) = 2^{-m/2} \Psi(2^{-m}t - n), \quad (1b)$$

$$m, n \in \{\dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots\},$$

где m – масштабный индекс, n – индекс трансляции. В данной работе для построения ортонормального вейвлетного базиса (1б) использовался один из видов вейвлетов Добечи (Daubechies) с ограниченной областью определения [7]. Таким образом, s_n^m – вейвлетные коэффициенты процесса $s(t)$, представляющие собой проекции функции $s(t)$ на полный ортонормированный базис $\{\psi_n^m\}$ в $L_2(R)$:

$$s_n^m = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi_n^m(t) dt. \quad (2)$$

Вейвлетное преобразование $s(t) \leftrightarrow s_n^m$ дает масштабно-временную (или частотно-временную) декомпозицию, то есть происходит разложение процесса $s(t)$ по разным масштабам разрешения, на которые указывает индекс m , а n показывает позицию во времени. На практике всегда имеют дело с дискретным сигналом конечной длины $s(t_n)$, где $t_n = nt_s$, $n=1, 2, \dots, N$ и t_s – период дискретизации. Формально всегда можно период дискретизации t_s положить равным 1 с и перейти к безразмерному времени как в формулах (1а, б) и (2). Однако в этих формулах используется непрерывный аргумент t и, в силу этого, численные алгоритмы для разложения и восстановления дискретного сигнала $s(nt_s)$ не следует непосред-

венно основывать на прямом применении (1а) и (2), и поэтому необходимо использовать подходящую дискретную и "конечную" версию вычислений вейвлетных коэффициентов. Далее, так как существует определенный предел разрешения по времени регистрируемого сигнала $s(m_i)$, то существует и нижняя граница масштабного индекса m , которую без потери общности можно принять $m=0$. Естественно, что верхний предел масштабного индекса определяется длиной реализации. Для реализации длиной $N = 2^{M+1}$ имеем $m \in \{0, \dots, M\}$. В дискретном вейвлетном преобразовании (ДВП) (см. [8]) ведется разложение по конечному числу значений параметров. Кроме того, специфика ДВП такова, что на последующих, более крупных масштабах, имеется в два раза меньше вейвлетных коэффициентов, чем на предыдущих, поэтому, если длина анализируемой реализации равна $N = 2^{M+1}$ точек, то число вейвлетных коэффициентов на m -том масштабе будет:

$$n(m) \in \{1, 2, \dots, 2^{M-m}\}, \quad (3)$$

где $m \in \{0, \dots, M\}$.

Для доказательства предположения, что в исследуемых нами СНЧ сигналах ближних гроз присутствует компонента со спектральной плотностью пропорциональной $1/f^\gamma$, нами был использован разработанный в работе [9] алгоритм расчета спектрального параметра γ . Указанный алгоритм основан на максимизации функции правдоподобия, записанной для вейвлетных коэффициентов (2) сигнала $s(t)$. Предполагалось, что грозовой сигнал $s(t)$ может быть представлен в виде суперпозиции фликер-компоненты (излучение ближних грозовых разрядов), сигнала дальних гроз (шумановские резонансы) и белого гауссового шума. Как видно из рис. 1 (кривая 2), относительная величина спектральной плотности шумановских резонансов значительно меньше величин спектральной плотности степенной компоненты (фликер-процесс) и белого шума. Следовательно, $s(t)$ можно записать в следующем виде:

$$s(t) = f(t) + w(t), \quad (4)$$

где $f(t)$ – фликер-компонента сигнала с энергетическим спектром $U(f) = 1/f^\gamma$ и дисперсией σ_f^2 , $w(t)$ – белый гауссов шум с дисперсией σ_w^2 .

Вейвлетное преобразование обладает свойством линейности. Вследствие этого, вейвлетные

коэффициенты s_n^m для процесса (4) также представимы в виде суммы двух компонент:

$$s_n^m = f_n^m + w_n^m, \quad (5)$$

где f_n^m – вейвлетные коэффициенты разложения фликер-процесса $f(t)$, w_n^m – вейвлетные коэффициенты разложения процесса $w(t)$. Коэффициенты разложения процесса (4) были получены численно. Компьютерная программа строилась на основе численного пирамидального алгоритма Маллата [9] для дискретного вейвлетного преобразования.

В работе [10] было показано, что если $f(t)$ есть фликер-процесс, то дисперсии вейвлетных коэффициентов $Var(f_n^m)$, взятые вдоль трансляционного индекса n для каждого масштаба m , подчиняются прогрессии:

$$Var(f_n^m) = \frac{1}{n(m)} \sum_n (f_n^m)^2 = \sigma^2 2^{m\gamma}, \quad (6)$$

здесь и далее границы для m и n как в (3), σ^2 – константа, пропорциональная σ_f^2 . Заметим, что вейвлетные коэффициенты всегда центрированы, так как по определению любой вейвлет должен иметь хотя бы один (первый) нулевой момент. Учет независимости процессов $f(t)$ и $w(t)$ приводит к следующему соотношению для дисперсий $\sigma_m^2 = Var(s_n^m)$ вейвлетных коэффициентов наблюдаемого суммарного процесса (4):

$$\sigma_m^2 = \sigma^2 2^{m\gamma} + \sigma_w^2. \quad (7)$$

Кроме того, при записи (7) полагалось, что и вейвлетные коэффициенты f_n^m практически независимы по индексам m и n . Таким образом, решение нашей задачи заключалось в определении неизвестных σ^2 , γ , σ_w^2 .

Статистический анализ экспериментальных данных показал, что сигналы как дальних, так и ближних гроз являются случайными процессами, плотность вероятности которых достаточно хорошо аппроксимируется распределением Гаусса. На рис. 2 представлены численно определенные плотности вероятности сигналов ближней и дальней гроз. По оси абсцисс отложены номера интервалов, на которые был разбит динамический диапазон амплитуд центрированного сигнала.

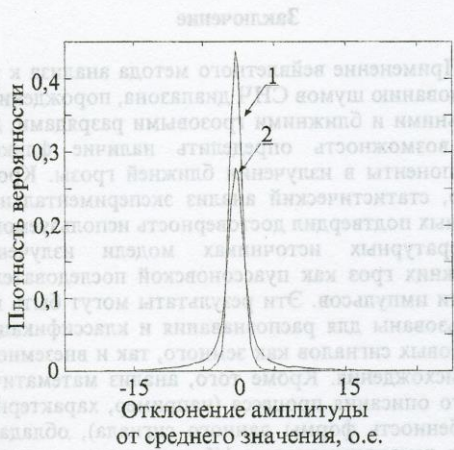


Рис. 2. Численно определенная плотность вероятности для сигналов ближней и дальней гроз: 1 – дальняя гроза, 2 – ближняя гроза

Таким образом, полагая, что изучаемые процессы являются гауссовыми, можно получить оценки неизвестных величин σ^2 , γ , σ_w^2 с помощью техники максимального правдоподобия (см. [9]). Выражение для функции максимального правдоподобия $P(s_n^m; \sigma^2, \gamma, \sigma_w^2)$ имеет вид:

$$P(\sigma^2, \beta, \sigma_w^2) = \prod_{m,n} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_m^2}} \exp\left(-\frac{(s_n^m)^2}{2\sigma_m^2}\right)$$

После перехода к логарифмической функции правдоподобия, вводя M выборочных дисперсий вдоль $n(m)$ для каждого m : $\hat{\sigma}_m^2 = \frac{1}{n(m)} \sum_n (s_n^m)^2$, имеем

$$L(s_n^m; \sigma^2, \gamma, \sigma_w^2) = -\frac{1}{2} \sum_m n(m) \left[\frac{\hat{\sigma}_m^2}{\sigma_m^2} + \ln(2\pi\sigma_m^2) \right], \quad (8)$$

Решение уравнения (8) находилось численно, были определены оценки искомых параметров $\hat{\sigma}^2, \hat{\gamma}, \hat{\sigma}_w^2$. Кроме этого, вычислялось отношение сигнал/шум (в качестве сигнала выбиралась компонента $f(t)$), величина которого являлась критерием достоверности полученных значений спектрального параметра γ .

Результаты анализа

С помощью описанного выше алгоритма нами были проанализированы сигналы от дальних и ближних грозовых центров. Особый интерес для обработки представлял участок записи, включающий как спокойные условия (глобальная грозовая активность), так и приближение и начало ближней грозы. Для этих событий на рис. 3 построена гистограмма изменения параметра γ как функция времени. На рис. 4 показана временная зависимость отношения сигнал/шум для этого же участка записи. На временной оси обоих графиков метки соответствуют номеру анализируемого сегмента (длина одного сегмента – 32768 точек исходной записи сигнала). Из сравнения графиков на рис. 3 и 4 видна хорошая корреляция в поведении построенных зависимостей. В процессе приближения грозового очага к приемнику

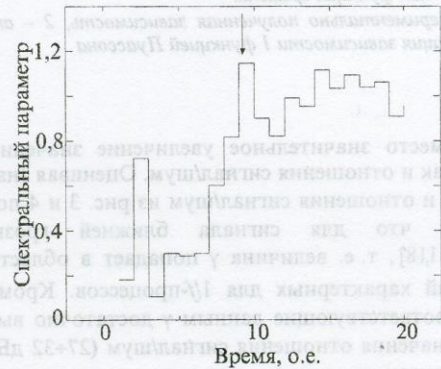


Рис. 3. Гистограмма изменения спектрального параметра γ как функция времени. Стрелкой указано начало ближней грозы

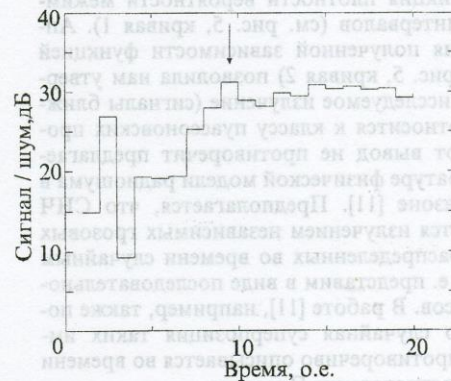


Рис. 4. Гистограмма изменения отношения сигнал/шум как функция времени. Стрелкой указано начало ближней грозы

Заклучение

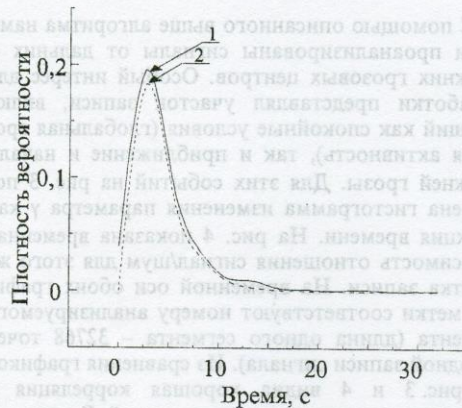


Рис. 5. Плотность вероятности появления грозового импульса как функция времени:

1 — экспериментально полученная зависимость, 2 — аппроксимация зависимости 1 функцией Пуассона

имеет место значительное увеличение значений как γ , так и отношения сигнал/шум. Оценивая значения γ и отношения сигнал/шум из рис. 3 и 4 получаем, что для сигнала ближней грозы $\gamma \in [0,9; 1,8]$, т. е. величина γ попадает в область значений характерных для $1/f$ -процессов. Кроме того, соответствующие данным γ достаточно высокие значения отношения сигнал/шум ($27 \div 32$ дБ) также свидетельствуют о присутствии в сигнале ярко выраженной фликер-компоненты.

Наличие $1/f$ -шумовой компоненты в излучении ближней грозы подтверждает стохастический характер исследуемого процесса. Нами была построена функция плотности вероятности межимпульсных интервалов (см. рис. 5, кривая 1). Аппроксимация полученной зависимости функцией Пуассона (рис. 5, кривая 2) позволила нам утверждать, что исследуемое излучение (сигналы ближних гроз) относится к классу пуассоновских процессов. Этот вывод не противоречит предлагаемой в литературе физической модели радиошума в СНЧ диапазоне [11]. Предполагается, что СНЧ шум создается излучением независимых грозовых разрядов, распределенных во времени случайным образом, т. е. представим в виде последовательности импульсов. В работе [11], например, также показано, что случайная суперпозиция таких импульсов непротиворечиво описывается во времени функцией распределения Пуассона.

Применение вейвлетного метода анализа к исследованию шумов СНЧ диапазона, порожденных дальними и ближними грозовыми разрядами, дало возможность определить наличие фликер-компоненты в излучении ближней грозы. Кроме того, статистический анализ экспериментальных данных подтвердил достоверность используемой в литературных источниках модели излучения ближних гроз как пуассоновской последовательности импульсов. Эти результаты могут быть использованы для распознавания и классификации шумовых сигналов как земного, так и внеземного происхождения. Кроме того, анализ математического описания процесса (например, характерная особенность формы данного сигнала), обладающего характеристиками $1/f$ -шума, может пролить свет на понимание физического механизма, обуславливающего данное явление.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю. М. Ямпольского и Д. М. Ваврива за помощь как в постановке задачи, так и в обсуждении полученных результатов. Выражаем также благодарность сотрудникам отделов «Ионосферного распространения радиоволн» и «Прикладной электродинамики» Радиоастрономического института НАН Украины за помощь, оказанную авторам при выполнении данной работы.

Литература

1. W. O. Schumann. Über die Straluglosen Eigenschwingungen eine leitenden Kugel die von Luftchicht und eine Ionosphärenhülle umgeben ist.-Z. Naturforsch., 1952, 7a, s. 149-154.
2. M. Balsler, C. A. Wagner. Nature. 1960, 188, pp. 638-641.
3. П. В. Блюх, А. П. Николаенко, Ю. Ф. Филиппов. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-ионосфера. Киев, Наукова думка, 1977, 200 с.
4. М. Букингем. Шумы в электронных приборах и системах. Москва, Мир, 1986, 398 с.
5. Ю. М. Ямпольский, В. С. Белей, С. Б. Кашцев, В. Е. Пазнуков, А. Г. Рохман. Радиофизика и радиоастрон. 1997, 2, №3, с. 267-273.
6. V. V. Ryabov, A. V. Stepanov, P. V. Usik, D. M. Vavriv, V. V. Vinogradov, and Yu. F. Yurovsky. Astron. & Astrophys. 1997, 324, pp. 750-762.
7. I. Daubechies. Commun. Pure Appl. Math. 1988, 41, pp. 909-996.
8. S. Mallat. IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell. 1989, 11, pp. 674-693.
9. G. W. Warnell, A. V. Oppenheim. IEEE Trans. Signal Process. 1992, 40, No. 3, pp.611-623
10. G. W. Wornell. Synthesis, analysis, and processing of fractal signals. Cambridge, 1991. RLE Tech. Rep. 566.
11. А. П. Николаенко. Изв. ВУЗов, Радиофизика. 1981, XXIV, №1, с. 34-42.

Investigations of the Thunderstorms Radiation by Method of Wavelet Analysis

V. V. Vinogradov, G. V. Litvinenko

In present work the signals from the near distance thunderstorms have been considered by a method of

wavelet analysis. The presence of a 1/f-noise component in these signals is shown. By means of statistical analysis of the experimental data the reliability of the near thunderstorms radiation model as Poisson's pulse set used in the literature has been proved.

Рассмотрены сигналы от грозных разрядов вблизи от наблюдателя. Показано наличие компонента 1/f-шума в этих сигналах. С помощью статистического анализа экспериментальных данных установлена надежность модели излучения грозных разрядов вблизи от наблюдателя как набора импульсов Пуассона, используемой в литературе.

В настоящей работе рассмотрены сигналы от грозных разрядов вблизи от наблюдателя. Показано наличие компонента 1/f-шума в этих сигналах. С помощью статистического анализа экспериментальных данных установлена надежность модели излучения грозных разрядов вблизи от наблюдателя как набора импульсов Пуассона, используемой в литературе.



Рис. 1. Схема наблюдения разряда на расстоянии r.

Пусть поле вблизи разряда задано в некоторой плоскости $z = A > 0$. Тогда оно может быть представлено в виде интеграла по плоскости

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K(\xi)}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\xi^2 \sqrt{1 - \xi^2}\right] \Phi(\xi) d\xi \quad (2)$$

где $\xi = \sin\theta$, $\Phi(\xi)$ - угловое распределение энергии в плоскости наблюдения. Для плоского разряда $\Phi(\xi) = \delta(\xi - \xi_0)$ [2].

Рассмотрим наклонное поле вблизи разряда. Пусть поле вблизи разряда задано в некоторой плоскости $z = A > 0$. Тогда оно может быть представлено в виде интеграла по плоскости

Рассмотрим наклонное поле вблизи разряда. Пусть поле вблизи разряда задано в некоторой плоскости $z = A > 0$. Тогда оно может быть представлено в виде интеграла по плоскости

$$\text{to } \theta \text{ of } \theta \text{ is } \frac{\pi}{2} \text{ and } \theta \text{ is } \frac{\pi}{2} \text{ and } \theta \text{ is } \frac{\pi}{2}$$

Для определения угла θ считаем, что $\theta = \arcsin(\xi)$ и $\theta = \arcsin(\xi)$

$$(1) \quad \theta \ll 1$$

где w - характерный размер разряда (его радиус). $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - длина волны в среде, где находится разряд.