ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.371.31

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО СИГНАЛА В ИОНОСФЕРЕ

А. Г. Вологдин, В. Д. Гусев
(кафедра физики атмосферы)

Изложен метод определения стохастических свойств мгновенной частоты двухкомпонентного КВ-сигнала в ионосфере. Применен нестандартный подход с использованием нецелых статистических моментов.

При решении многих задач радиосвязи в КВ-диапазоне требуются сведения о производной фазы сигнала, т. е. о мгновенной частоте. Воздействие такой случайно-неоднородной среды, как ионосфера, приводит к появлению у мгновенной частоты свойств флуктуационного характера, существенно усложняющих работу радиосистем. Следовательно, исследования вероятностных свойств производной фазы сигнала имеют практический интерес. Широко известное решение этой задачи для модели КВ-сигнала представляет собой суперпозицию детерминированной синусоидальной компоненты и узкополосного шума, который имеет нормальный закон распределения вероятности.

Целью настоящей работы является разработка методики определения частотных свойств ионосферных сигналов для другой двухкомпонентной модели, которая, как показано, например, в [1], более адекватна условиям ионосферы.

В этой модели сигнал состоит из квазирегулярной (зеркальной) $E_0(t)$ и узкополосной рассеянной $E_p(t)$ компонент:

$$E(t) = E_o(t) + E_p(t) = A\cos(\omega_0 t - \varphi(t)) + a(t)\cos(\omega_0 t - \psi(t)) =$$
$$= R(t)\cos(\omega_0 t - \theta(t)). \qquad (1)$$

Амплитуда квазирегулярной составляющей $A=\mathrm{const}$. Начальная фаза $\varphi(t)$ имеет равномерный закон распределения вероятности на интервале $[-\pi, \pi]$, а производная начальной фазы $\dot\varphi=\dot\varphi(t)$ обладает нормальным законом распределения вероятности $N(0, \sigma_0^2)$. Закон распределения вероятности рассеянной компоненты $E_p(t)$ принимается нормальным — $N(0, \sigma^2)$. Компоненты $E_0(t)$ и $E_p(t)$ статистически независимы. В этих условиях случайный процесс (1) является стационарным и эргодическим [2].

В рамках этой физически оправданной для ионосферы модели сигнала (1) в [3] получено, что производная фазы $\dot\theta=\dot\theta(t)$ является случайным процессом с плотностью вероятности

$$W_1(\dot\theta_1) = 2^{-3/2}\pi^{-1/2}\sigma_1^{-1}(1+\dot\theta_1^2)^{-3/2}\exp\{-\beta^2\}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp\{-\dot\varphi_1/2\sigma_1^2\exp\{P\}\times$$
$$\times[(1+Q)I_0(P)+QI_1(P)]\,d\dot\varphi_1. \qquad (2)$$

Здесь $\dot\theta_1=\dot\theta/\sqrt{-\rho_0''}$, где $\rho_0''=\rho''(0)$ — вторая производная коэффициента автокорреляции $\rho(\tau)$ низкочастотных фазоквадратурных компонент рассеянной составляющей $E_p(t)$; β^2 — параметр сигнал/шум (параметр возмущенности ионосферы), характеризующий отношение мощностей $E_0(t)$ и $E_p(t)$; $\dot\varphi_1=\dot\varphi/\sqrt{-\rho_0''}$, $\sigma_1^2=\sigma_0^2/\sqrt{-\rho_0''}$, где $\dot\varphi=\dot\varphi(t)$ — производная начальной фазы квазирегулярной компоненты $E_o(t)$, а σ_0^2 — дисперсия производной начальной фазы $E_o(t)$;

$$P=\frac{\beta^2(1+2\dot\varphi_1\dot\theta_1-\dot\varphi_1^2)}{2(1+\dot\theta_1^2)}, \quad Q=\frac{\beta^2(1+\dot\varphi_1\dot\theta_1)^2}{1+\dot\theta_1^2};$$

$I_0(P)$, $I_1(P)$ — модифицированные функции Бесселя.

Распределение вероятности производной фазы $\dot\theta$ обладает рядом особенностей. Оно симметрично, т. е. $W_1(\dot\theta_1)=W_1(-\dot\theta_1)$, у него отсутствуют все статистические моменты, кроме первого, причем $\langle\dot\theta_1\rangle=0$.

Отсутствие дисперсии вынуждает для характеристики плотности вероятности (2) ввести среднее значение абсолютной величины производной фазы:

$$\langle|\dot{\theta}_1|\rangle = \pi^{-1}\int\limits_0^{\pi}(1+2\sigma_1^2\beta^2\cos^2\alpha)^{1/2}\exp\{-\beta\sin^2\alpha\}\,d\alpha. \qquad (3)$$

Параметрами плотности вероятности $W_1(\dot{\theta}_1)$ и статистического момента $\langle|\dot{\theta}_1|\rangle$, т. е. величинами, определяющими конкретный вид распределения (2) и момента (3), являются ρ_0'', σ_0^2, β^2. Интерес к параметрам может быть и самостоятельным. Здесь имеется в виду то, что они определенным образом характеризуют частотные свойства компонент сигнала (1): ρ'' — рассеянную компоненту $E_p(t)$, так как можно показать, что ширина спектра мощности $\Delta\omega\sim\sqrt{-\rho_0''}$; σ_0^2 — квазирегулярную компоненту $E_0(t)$, так как в соответствии с определением дисперсия характеризует размах флуктуаций мгновенной частоты.

При определении этих параметров будем считать, что параметр β^2 может быть найден независимо, например стандартным методом через статистические моменты огибающей $R(t)$ сигнала (1). Тогда одним уравнением для определения оставшихся двух параметров ρ_0'' и σ_0^2 служит выражение (3), которое можно записать в общем функциональном виде:

$$\langle|\dot{\theta}_1|\rangle = f_1(\sigma_1^2,\ \beta^2) \qquad (4)$$

или

$$\langle|\dot{\theta}|\rangle = \sqrt{-\rho_0''}\,f_1(\sigma_1^2,\ \beta^2). \qquad (5)$$

Второе уравнение получим, вводя нецелый момент для $\dot{\theta}_1$:

$$\langle|\dot{\theta}_1|^{1/2}\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty}|\dot{\theta}_1|^{1/2}W_1(\dot{\theta}_1)\,d\dot{\theta}_1 = 2\sqrt{\pi}\exp\{\beta^2\}\,\Gamma^{-2}(1/4)\times$$

$$\times\int\limits_0^{\pi}(1+2\sigma_1^2\beta^2\cos^2\alpha)^{1/4}\,{}_1F_1\left(\frac{3}{4},\ \frac{1}{2};\ \beta^2\cos^2\alpha\right)d\alpha = f_2(\sigma_1^2,\ \beta^2),$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, ${}_1F_1(a,\ b;\ x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. А так как

$$\langle|\dot{\theta}|^{1/2}\rangle = (-\rho_0'')^{1/2}f_2(\sigma_1^2,\ \beta^2),$$

то, используя (5), имеем

$$\frac{\langle|\dot{\theta}|\rangle}{\langle|\dot{\theta}|^{1/2}\rangle} = \frac{f_1(\sigma_1^2,\ \beta^2)}{f_2(\sigma_1^2,\ \beta^2)} = f_3(\sigma_1^2,\ \beta^2). \qquad (6)$$

Если статистические моменты $\langle|\dot{\theta}|\rangle$ и $\langle|\dot{\theta}|^{1/2}\rangle$ определены экспериментально, то находится σ_1^2 из уравнения (6), а затем ρ_0'' — из уравнения (5) и далее — $\sigma_0^2 = -\rho_0''\sigma_1^2$. Наиболее просто ответ в этой задаче может быть получен графически с использованием графиков функций (4), (6), приведенных на рис. 1, 2 соответственно. На графиках изображены $f_1(\sigma_1^2,\ \beta^2)$, $f_3(\sigma_1^2,\ \beta^2)$ как функции аргумента σ_1^2 при различных значениях β^2 как параметра (цифры рядом с кривыми).

Таким образом, в пределах рассматриваемой модели сигнала, имея в распоряжении статистические характеристики производной фазы (мгновенной частоты) всего сигнала (1), можно получить информацию о частотных свойствах его составляющих: квазирегулярной (зеркальной) $E_0(t)$ и рассеянной $E_p(t)$ компонент.

Найденные параметры ρ_0'' и σ_0^2 могут также служить источником информации о процессах, формирующих сигналы в ионосфере. Подчеркнем здесь же, что нестандартный подход с использованием нецелых статистических моментов позволил решить новые задачи.

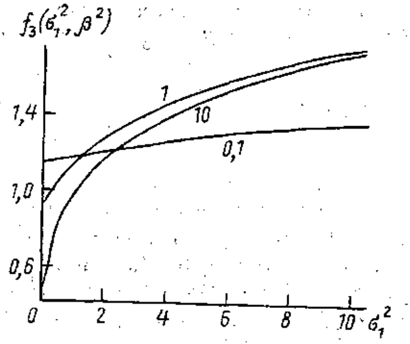

Рис. 1

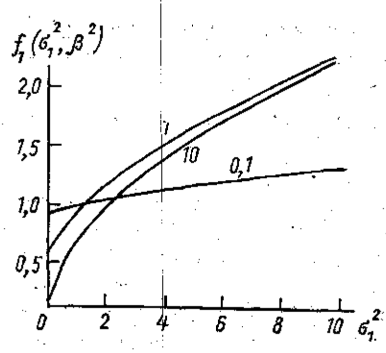

Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

[1] Вологдин А. Г., Миркотан С. Ф., Савельев С. М.//Геомагнетизм и аэрономия. 1972. № 2. С. 226. [2] Вологдин А. Г., Гусев В. Д.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. **32**, № 3. С. 42. [3] Вологдин А. Г., Гусев В. Д.//Радиотехника. 1994. № 2. С. 69.

Поступила в редакцию
10.01.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.245

О ВЛИЯНИИ НЕСТЕХИОМЕТРИИ НА МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ $CuFe_2O_4$

Л. Г. Антошина, А. Н. Горяга, Е. А. Камзолов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Впервые показано, что у медного феррита экспериментальное значение магнитного момента существенным образом зависит от нестехиометрии по кислороду. Вследствие этой нестехиометрии некоторые октаэдрические магнитные ионы $Cu^{2+}(3d^9)$ превращаются в немагнитные ионы $Cu^{+}(3d^{10})$ и располагаются в тетраэдрических узлах. Это приводит к тому, что экспериментальное значение магнитного момента становится значительно больше, чем теоретическое, рассчитанное для катионного распределения $Fe^{3+}[Cu^{2+}Fe^{3+}]O_4^{2-}$.

Несмотря на то что феррит $CuFe_2O_4$ давно исследуется, природа аномального поведения ряда его магнитных свойств при низких температурах остается полностью невыясненной. До сих пор непонятно, почему у медного феррита экспериментальное значение магнитного момента $n_{0\,\mathrm{exp}}$ больше, чем теоретическое, рассчитанное для катионного распределения $Fe^{3+}[Cu^{2+}Fe^{3+}]O_4$ в предположении неелевского спинового упорядочения. Поскольку при низких температурах магнитная структура медного феррита является неколлинеарной [1], в этом случае всегда должно иметь место соотношение $n_{0\,\mathrm{exp}} < n_{0\,\mathrm{theor}}$.

Согласно многочисленным экспериментальным данным [1—4] значение $n_{0\,\mathrm{exp}}$ у медного феррита лежит в пределах $(1{,}3 \div 1{,}8)\mu_B$. Однако значение, рассчитанное для указанного выше катионного распределения в предположении, что октаэдрические ионы Cu_B^{2+} обладают только спиновым магнитным моментом, равно $n_{0\,\mathrm{theor}} = 1\mu_B$. Даже если учесть, что у ионов Cu^{2+} орбитальный момент не полностью заморожен (как показывают результаты по g-фактору) и составляет приблизительно $0{,}2\,\mu_B$, то значение $n_{0\,\mathrm{theor}} = 1{,}2\mu_B$, что также ниже момента $n_{0\,\mathrm{exp}}$.

Для объяснения этого явления было высказано предположение [5], что часть октаэдрических ионов Cu^{2+} переходит в тетраэдрические узлы и катионное распреде-