

УДК 537.86

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ИРКУТСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

А.А. Щербаков, А.В. Медведев, Д.С. Кушнарев

CORRELATION METHOD FOR PROCESSING DATA FROM THE IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

A.A. Scherbakov, A.V. Medvedev, D.S. Kushnarev

Дано описание корреляционной методики обработки данных ИР и получения аналитического выражения для вычисления скорости дрейфа ионосферной плазмы.

Description of correlation method of IS data processing and reception of the analytical expression for calculation ionospheric plasma drift velocities is given.

Введение

На ИРНР вводится в действие новый аппаратно-программный комплекс [1], существенно расширяющий возможности Иркутского радара ИР [2]. В отличие от старого комплекса, позволявшего записывать несколько спектров мощности с определенным уровнем накопления, новый комплекс записывает непосредственно реализации сигнала в виде квадратур, по 1000 реализаций в файле. В первую очередь это позволяет организовывать вторичную обработку сигналов ИР различными методами – спектральным, корреляционным, смешанным.

Существующая и апробированная спектральная методика вторичной обработки данных [3, 4] имеет свои недостатки. В первую очередь это необходимость фитирования экспериментальных данных по таблицам теоретических спектров, когда для получения данных по скорости дрейфа сперва идет фитирование экспериментального спектра по таблицам спектров, характеризующихся соотношения температур T_i/T_e , а затем еще перебор по таблице спектров, характеризующихся скоростью дрейфа. И пока не будет осуществлен перебор по всем теоретическим спектрам, мы не можем быть точно уверены в правильности полученного результата. Кроме того, фитирование затрудняет относительно малый доплеровский сдвиг в сравнении с шириной спектра сигнала. Наш сигнал имеет ширину спектра в несколько кГц, а доплеровский сдвиг измеряется в единицах герц.

Как известно, АКФ сигнала ИР определяется характером пространственно-временных флуктуаций электронной плотности [5, 6] и, по сути, несет в себе ту же информацию, что и спектр мощности. Таким образом, по АКФ сигнала ИР мы можем судить о тех или иных параметрах ионосферной плазмы [7].

С помощью нового аппаратно-программного комплекса мы можем строить корреляционные функции для различных высот и соответственно более гибко анализировать данные, аккуратно работать с шумами и убирать помехи от спутников. Кроме всего прочего, при анализе комплексной корреляционной функции мы можем аналитически получить несколько независимых переменных, которые можно связать с физическими параметрами среды, в частности со скоростью дрейфа ионосферной плазмы.

Корреляционная методика определения скорости дрейфа ионосферной плазмы

Одним из важных понятий, расширяющих представление о сигналах и их свойствах, является понятие корреляционной (автокорреляционной) функции [8]. Функция автокорреляции определяет степень отличия сигнала $x(t) = A(t)\exp[i\varphi(t)]$ от его сдвинутой во времени копии $x(t + \tau) = A(t + \tau)\exp[i\varphi(t + \tau)]$, где $A(t)$ – огибающая сигнала, а $\varphi(t)$ – его фаза. Как известно, автокорреляционная функция сигнала $x(t)$ равна

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x^*(t)x(t + \tau)dt, \tag{2.1}$$

где τ – временной сдвиг. Рассмотрим АКФ более подробно:

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} x^*(t)x(t + \tau)dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} A(t)\exp[-i\varphi(t)]A(t + \tau)\exp[i\varphi(t + \tau)]dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t + \tau)\exp[i[\varphi(t + \tau) - \varphi(t)]]dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t + \tau) \times \\ &\times \left\{ \cos[\varphi(t + \tau) - \varphi(t)] + i \sin[\varphi(t + \tau) - \varphi(t)] \right\} dt. \end{aligned} \tag{2.2}$$

Выражения для реальной $\text{Re} R(\tau)$ и мнимой $\text{Im} R(\tau)$ части автокорреляционной функции сигнала $x(t)$ будут равны

$$\text{Re} R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t + \tau)\cos[\varphi(t + \tau) - \varphi(t)]dt, \tag{2.3}$$

$$\text{Im} R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t + \tau)\sin[\varphi(t + \tau) - \varphi(t)]dt. \tag{2.4}$$

Введем понятие амплитуды $A_R(\tau)$ и фазы $\psi(\tau)$ автокорреляционной функции:

$$A_R(\tau) = |R(\tau)| = \sqrt{[\text{Re} R(\tau)]^2 + [\text{Im} R(\tau)]^2}, \tag{2.5}$$

$$\psi(\tau) = \arg[R(\tau)] = \arctg \left[\frac{\text{Im } R(\tau)}{\text{Re } R(\tau)} \right]. \quad (2.6)$$

Рассмотрим два принципиальных случая поведения фазы сигнала АКФ:

- фаза сигнала не зависит от времени,
- фаза сигнала линейно зависит от времени.

Если фаза сигнала не зависит от времени, т.е. имеет постоянное значение $\varphi(t) = \varphi_0 = const$, реальная и мнимая части автокорреляционной функции равны

$$\text{Re } R(\tau) = R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt,$$

$$\text{Im } R(\tau) = 0.$$

Если же фаза сигнала зависит линейно от времени,

$$\varphi(t) = \omega t + \varphi_0.$$

Находим $R(\tau)$:

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \exp[i\omega\tau] \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt = \\ &= \cos \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt + i \sin \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt \end{aligned}$$

Реальная и мнимая части (рис. 1 и 2) автокорреляционной функции равны соответственно

$$\text{Re } R(\tau) = \cos \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt,$$

$$\text{Im } R(\tau) = \sin \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt.$$

И для данного случая

$$A_R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)dt,$$

$$\psi(\tau) = \omega\tau. \quad (2.7)$$

Отметим, что это соответствует важному с практической точки зрения случаю, когда в исследуемом сигнале присутствует доплеровское смещение частоты относительно несущей. Можно также отметить, что это доплеровское смещение легко определяется из фазы и является коэффициентом при ω .

Как было рассмотрено выше, сигнал можно представить в виде амплитуды и фазы

$$x(t) = A(t) \exp[i\varphi(t)] = A(t) \exp[i(\omega t + \varphi_0)].$$

Однако, введя обозначения $a(t) = A(t)\cos(\varphi_0)$ и $d(t) = A(t)\sin(\varphi_0)$, получим другое представление сигнала в виде двух вещественных квадратурных составляющих $a(t)$ и $d(t)$:

$$x(t) = a(t) \cos(\omega t) + ib(t) \sin(\omega t). \quad (2.8)$$

Тогда реальная и мнимая части нашей корреляционной функции, представленные квадратурными составляющими, будут выглядеть так:

$$\text{Re } R(\tau) = \cos \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} a(t)a(t+\tau) + b(t)b(t+\tau)dt, \quad (2.9)$$

$$\text{Im } R(\tau) = \sin \omega\tau \int_{-\infty}^{\infty} a(t)b(t+\tau) - b(t)a(t+\tau)dt. \quad (2.10)$$

Таким образом, по поступающим в виде квадратур данным, по формулам (2.9) и (2.10) мы производим построение реальной и мнимой частей комплексной АКФ и проводим накопление по необходимому количеству реализаций. Ниже, в качестве примера, представлены накопленные реальная и мнимая части АКФ. Затем по формулам (2.5) и (2.6) производится построение модуля и фазы АКФ, которые представлены на рис. 3 и 4.

В соответствии с (2.7) ожидалось линейное поведение фазы АКФ, в которой бы четко просматривался доплеровский сдвиг. В действительности же экспериментальные данные показали нам более сложное поведение фазы АКФ. Как видно на рис. 4, в фазе АКФ присутствуют линейная и тангенциальная составляющая.



Рис. 1. Реальная часть АКФ.



Рис. 2. Мнимая часть АКФ.



Рис. 3. Модуль АКФ.

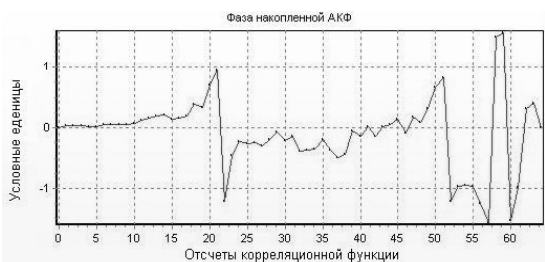


Рис. 4. Фаза АКФ.

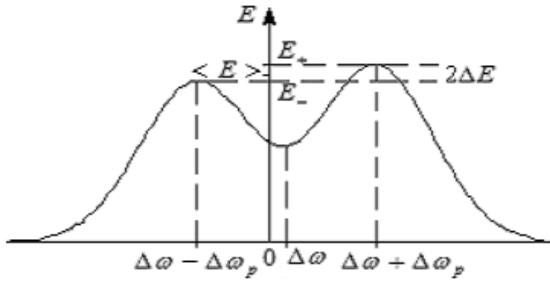


Рис. 5. Спектр сигнала, представленный двумя гауссовыми распределениями.

Соответственно встал вопрос, с чем связано такое поведение фазы АКФ. Обратившись к анализу спектра рассеиваемого сигнала, мы обнаружили в нем асимметрию. В литературе асимметрию в спектре сигнала НР связывают с наличием токов в плазме [9], однако в наших широтах токи маловероятны, поэтому, возможно, асимметрия связана с недостаточностью накопления данных или с особенностью диаграммы направленности радара. Спектр АКФ имеет сложную форму, которая зависит от многих факторов [8, 9], таких как отношение между частотой радиоволны и параметрами плазмы, от характера взаимодействия электронов с имеющимися в ионосферной плазме положительными ионами, от ионного состава, соотношения температур электронов и ионов, от характера дрейфа частиц, ориентации магнитного поля и т.п.

Проведя более подробный анализ спектра сигнала НР, мы подошли к анализу фазы АКФ с другой стороны. Как известно, спектр НР можно представить в виде суммы двух гауссовых распределений.

Энергетический спектр такого сигнала имеет вид [6]

$$E(\omega) = \frac{E_+}{\Omega_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left[-\frac{(\omega - (\Delta\omega + \Delta\omega_p))^2}{2\Omega_0^2}\right] + \frac{E_-}{\Omega_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left[-\frac{(\omega - (\Delta\omega - \Delta\omega_p))^2}{2\Omega_0^2}\right], \quad (2.11)$$

где Ω_0 – дисперсия нормального гауссова процесса, $\pm\Delta\omega_p$ – положение максимумов относительно $\Delta\omega$, E_+ , E_- , – максимальные значения энергетического спектра сигнала при значениях частоты соответственно равной $\omega = \Delta\omega \pm \Delta\omega_p$.

Реальную и мнимую части автокорреляционной функции такого сигнала можно записать в виде формул (2.12) и (2.13):

$$\begin{aligned} \text{Re } R(\tau) &= \left(\frac{E_+}{2} \cos[(\Delta\omega + \Delta\omega_p)\tau] + \frac{E_-}{2} \cos[(\Delta\omega - \Delta\omega_p)\tau]\right) \exp\left[-\frac{\Omega_0^2 \tau^2}{2}\right], \\ \text{Im } R(\tau) &= \left(\frac{E_+}{2} \sin[(\Delta\omega + \Delta\omega_p)\tau] + \frac{E_-}{2} \sin[(\Delta\omega - \Delta\omega_p)\tau]\right) \exp\left[-\frac{\Omega_0^2 \tau^2}{2}\right]. \end{aligned}$$

Найдем значение фазы автокорреляционной функции, воспользовавшись соотношением:

$$\psi(\tau) = \arctg \left[\frac{E \sin(\Delta\omega\tau) \cos(\Delta\omega_p\tau) + \Delta E \cos(\Delta\omega\tau) \sin(\Delta\omega_p\tau)}{E \cos(\Delta\omega\tau) \cos(\Delta\omega_p\tau) + \Delta E \sin(\Delta\omega\tau) \sin(\Delta\omega_p\tau)} \right]. \quad (2.14)$$

Введем параметр $\Delta\varepsilon = \frac{\Delta E}{E} \ll 1$ и разделим и числитель, и знаменатель на $\cos(\Delta\omega\tau) \cos(\Delta\omega_p\tau)$, тогда выражение (2.11) примет вид

$$\psi(\tau) = \arctg \left[\frac{\text{tg}(\Delta\omega\tau) + \Delta\varepsilon \text{tg}(\Delta\omega_p\tau)}{1 + \Delta\varepsilon \text{tg}(\Delta\omega\tau) \text{tg}(\Delta\omega_p\tau)} \right]. \quad (2.15)$$

Разложив в ряд Тейлора с точностью до линейных членов по $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\omega$ в окрестности нуля за исключением тех точек, где $\text{tg}(\Delta\omega_p\tau)$ обращается в $\pm\infty$, т. е. при

$$\tau_k \neq \frac{k}{\Delta\omega_p}, \quad k=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \text{ получим}$$

$$\psi(\tau) = \Delta\omega\tau + \Delta\varepsilon \text{tg}(\Delta\omega_p\tau). \quad (2.16)$$

Легко охарактеризовать физический смысл величин $\Delta\omega$, $\Delta\varepsilon$, в таком приближении: $\Delta\omega$ – скорость набега фазы в теле сигнала, $\Delta\varepsilon$ – асимметрия спектра.

Теперь, произведя фитирование аналитической функции (2.16) по экспериментальным данным с помощью метода наименьших квадратов [10], получим данные о скорости дрейфа и перекосе спектра.

Метод наименьших квадратов заключается в определении наилучшего уравнения заданного типа по имеющимся экспериментальным данным. Как было рассмотрено выше, фаза АКФ определяется выражением (2.17):

$$\psi(\tau) = \Delta\omega\tau + \Delta\varepsilon \text{tg}(\Delta\omega_p\tau).$$

Составим систему уравнений невязок функции:

$$\Delta\omega \cdot \tau_1 + \Delta\varepsilon \cdot \text{tg}(\tau_1) - \psi_1 = \delta_1, \quad (2.18)$$

$$\Delta\omega \cdot \tau_2 + \Delta\varepsilon \cdot \text{tg}(\tau_2) - \psi_2 = \delta_2, \quad (2.19)$$

$$\Delta\omega \cdot \tau_n + \Delta\varepsilon \cdot \text{tg}(\tau_n) - \psi_n = \delta_n. \quad (2.20)$$

Согласно методу наименьших квадратов, в качестве решения наилучшими значениями коэффициентов $\Delta\omega$ и $\Delta\varepsilon$ будут те, для которых сумма квадратов невязок будет наименьшей, т. е. функция

$$S_\delta = \sum \delta_k^2 \quad (2.21)$$

имеет минимум.

Таким образом, переходим к уравнению вида

$$\sum_{k=1}^n (\Delta\omega \cdot \tau_k + \Delta\varepsilon \cdot \text{tg}(\tau_k) - \psi_k)^2 = F(\Delta\omega, \Delta\varepsilon). \quad (2.22)$$

Необходимое условие минимума функции нескольких переменных, как известно, заключается в том, что все ее частные производные должны равняться нулю.

$$\frac{dF}{d\omega} = 2 \sum_{k=1}^n (\Delta\omega\tau_k + \Delta\varepsilon \operatorname{tg}(\tau_k) - \psi_k) \tau = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{dF}{d\varepsilon} = 2 \sum_{k=1}^n (\Delta\omega\tau_k + \Delta\varepsilon \operatorname{tg}(\tau_k) - \psi_k) \operatorname{tg}(\tau) = 0. \quad (2.24)$$

Решая эту систему уравнений, получим выражения для коэффициентов:

$$\Delta\omega = \frac{\sum_{k=1}^n \psi_k \tau_k - \Delta\varepsilon \sum_{k=1}^n \tau \cdot \operatorname{tg}(\tau)}{\sum_{k=1}^n \tau^2}, \quad (2.25)$$

$$\Delta\varepsilon = \frac{\sum_{k=1}^n \psi_k \operatorname{tg}(\tau_k) \sum_{k=1}^n \tau_k^2 - \sum_{k=1}^n \psi_k \tau_k \sum_{k=1}^n \tau_k \operatorname{tg}(\tau_k)}{\sum_{k=1}^n \tau_k \operatorname{tg}(\tau_k) \sum_{k=1}^n \tau_k \operatorname{tg}(\tau_k) + \sum_{k=1}^n \operatorname{tg}^2(\tau_k) \sum_{k=1}^n \tau_k^2}. \quad (2.26)$$

По полученным коэффициентам аналитической функции $\Delta\omega$ и $\Delta\varepsilon$ производим определение параметров – скорости дрейфа, а также перекоса спектра АКФ.

В соответствии с эффектом Доплера сдвиг частоты принимаемого сигнала по отношению к излучаемой частоте будет равен

$$\Delta f = \frac{2\nu f_0}{c} = \frac{2\nu}{\lambda}, \quad (2.27)$$

где f_0 – частота несущей, λ – длина волны, ν – скорость цели, а c – скорость света.

Таким образом, скорость дрейфа ионосферной плазмы определится как

$$\nu = \frac{\Delta f \cdot c}{2f_0}, \quad (2.28)$$

Выводы

Таким образом, при анализе комплексной корреляционной функции мы можем аналитически получить несколько независимых переменных, которые можно связать с физическими параметрами среды, в частности со скоростью дрейфа ионосферной плазмы. Это позволяет существенно уменьшить объем вычислений в сравнении с перебором по таблицам экспериментальных спектров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-05-64577.

1. Жеребцов Г.А., Загорин А.В., Медведев А.В., Носов В.Е., Потехин А.П., Шпынев Б.Г. Иркутский радар некогерентного рассеяния // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 11. С.1339–1345.

2. Медведев А.В., Загорин А.В., Кушнарев Д.С., Шпынев Б.Г. Модернизация аппаратно-программного комплекса Иркутского радара НР. Основные элементы новой, многоканальной системы регистрации // Солнечно-земная физика. Труды Всероссийской конференции «Дистанционное зондирование поверхности Земли и атмосферы». Иркутск, 2–6 июня 2003. Иркутск, 2004. Вып. 5 (118). С. 107–110.

3. Шпынев Б.Г. Методы обработки сигналов некогерентного рассеяния с учетом эффекта Фарадея. Кандидатская диссертация / Институт солнечно-земной физики СО РАН. Иркутск, 2000г. 142 с.

4. Шпынев Б.Г. Методика регистрации и обработки спектров мощности сигналов некогерентного рассеяния на радаре НР ИСЗФ // Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. Вып. 109. 1998. С. 107–113.

5. Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71. N 17. P. 4091–4098.

6. Farley D.T. Incoherent scatter correlation function measurements // Radio Sci. 1969. N 4. P. 935–953.

7. Рогожкин Е.В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала НР // Ионосферные исследования. 1979. № 27. – С. 46–54.

8. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. – М: Советское радио, 1977. 235 с.

9. Галкин А.И., Ерофеев Н.М., Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Ионосферные измерения. М.: Наука, 1971. С. 80–101.

10. Фильчаков П.Ф. Численные и графические методы прикладной математики. Киев: Наукова думка, 1970. С. 662–687.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск