

УДК 621.396

В.Д. Карлов<sup>1</sup>, М.Н. Журавский<sup>2</sup>, О.В. Бесова<sup>1</sup>, А.Н. Черный<sup>3</sup><sup>1</sup>Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков<sup>2</sup>Национальный университет гражданской защиты Украины, Харьков<sup>3</sup>Южный центр радиотехнических наблюдений, Севастополь

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ ПО ЧАСТОТЕ РАДИОИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ТЕПЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ИОНОСФЕРЫ

В статье рассмотрена возможность измерения автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы в случае, когда излучают посылку из двух радиоимпульсов одинаковой поляризации и одинаковой длительности, фронты которых разделены интервалом времени. При этом несущие частоты первого и второго радиоимпульсов различные. Прием отраженных от ионосферы сигналов осуществляется при помощи двухканального приемника. Один из каналов которого настроен на частоту первого радиоимпульса, а другой канал – на частоту второго излучаемого радиоимпульса. Получено выражение для автокорреляционной функции тепловых флуктуаций ионосферы, позволяющее оценить влияние величины разнеса между излученными радиоимпульсами по частоте и времени на искоемую функцию автокорреляции.

**Ключевые слова:** метод некогерентного рассеяния радиоволн, функция автокорреляции тепловых флуктуаций ионосферы, парные радиоимпульсы, антенна, поляризация.

### Введение

**Постановка проблемы.** Одним из параметров ионосферной плазмы, оказывающим значительное влияние на качество локации космических объектов, работу средств определения местоположения объектов находящихся на Земле по сигналам излучаемых с искусственных спутников, является скорость дрейфа ионосферной плазмы.

В мировой практике наиболее информативным методом позволяющим измерять скорость дрейфа ионосферной плазмы в настоящее время считается метод некогерентного рассеяния радиоволн [1, 2]. При реализации метода некогерентного рассеяния радиоволн измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы осуществляется либо спектральным [3], либо корреляционным [4] способами. В свою очередь в [1] обосновано, что применительно к среднеширотной ионосфере предпочтительным является корреляционный способ измерений. В рамках корреляционного способа измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы сводится к вычислению отношения мнимой к реальной части автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы [4]. Вопросу измерения автокорреляционной функции тепловых флуктуаций с использованием одиночных сигналов и парной посылки радиоимпульсов, разнесенных по времени, посвящены работы [4] и [5] соответственно. Однако в известной литературе не рассматривалась возможность измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы при использовании парной посылки радиоимпульсов разнесенных по времени и частоте. Дан-

ная статья посвящена рассмотрению технической реализации такой возможности.

**Цель статьи:** проанализировать возможность технической реализации измерения автокорреляционной функции электронной концентрации ионосферы при использовании парной посылки радиоимпульсов, разнесенных по времени и частоте.

### Основная часть

Пусть зондирующий сигнал РЛС представляет собой посылку из двух радиоимпульсов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  одинаковой поляризации и одинаковой длительности  $\tau_u$ , фронты которых разделены интервалом времени  $\tau_0$  (рис. 1). Несущие частоты первого и второго радиоимпульсов равны  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно.

Прием обратно рассеянных ионосферой сигналов осуществляется при помощи согласованного двухканального приемника, схема которого приведена на рис. 2. Фильтр  $\Phi_1$  приемника настроен на частоту  $\omega_1$ , а фильтр  $\Phi_2$  – настроен на частоту  $\omega_2$ . Частота  $\omega_r$  гетеродинного напряжения выбрана таким образом, чтобы несущие частоты радиосигналов  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$  на выходах двухканального приемника были равны между собою, т.е.  $\omega_r = \omega_1 - \omega_2$ . Ищем функцию взаимной корреляции между принятыми сигналами  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$ .

Получим выражение для сигналов  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$  на выходах рассматриваемого двухканально-

го приемника. Очевидно, что сигнал от совокупности электронов, заполняющих рассеивающий объем, представляет собой сумму эхо-сигналов от всех электронов:

$$\dot{Z}_1(t) = \sum_{j=1}^M \dot{z}_{1j}(t), \quad \dot{Z}_2(t) = \sum_{j=1}^M \dot{z}_{2j}(t),$$

где  $M$  – число электронов в рассеивающем объеме,  $\dot{z}_{1j}(t)$  и  $\dot{z}_{2j}(t)$  – эхо-сигналы от  $j$ -го электрона, принятые первым и вторым каналами приемника соответственно.

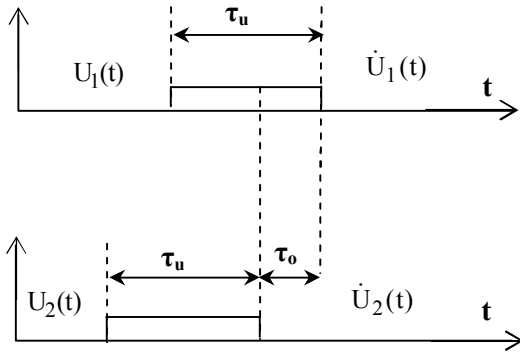


Рис. 1. Вид зондирующих радиоимпульсов

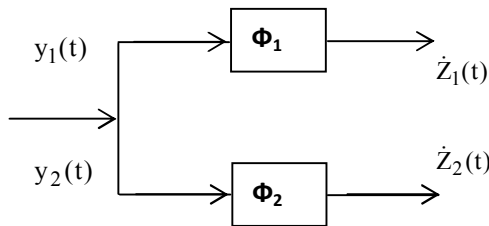


Рис. 2. Схема двухканального радиоприемника

Найдем  $\dot{z}_{1j}(t)$  и  $\dot{z}_{2j}(t)$ . Фильтры  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  будем полагать согласованными с первым и вторым радиоимпульсами, соответственно. Зондирующие радиоимпульсы  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  представим в следующем виде:

$$x_1(t) = \text{Re}\{\dot{U}(t) \exp[i\omega_1 t]\},$$

$$x_2(t) = \text{Re}\{\dot{U}(t - \tau_0) \exp[i\omega_2 t]\},$$

где  $\dot{U}(t)$  – комплексная амплитуда зондирующего радиоимпульса.

Эхо-сигналы от  $j$ -го электрона, поступающие на вход двухканального приемника, запишем в виде:

$$Y_{1j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \text{Re}\{\dot{U}(t - \tau_j) \times \exp[i(\omega_1(t - \tau_j) + \Omega_{1j}t)]\},$$

$$Y_{2j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \text{Re}\{\dot{U}(t - \tau_0 - \tau_j) \times \exp[i(\omega_2(t - \tau_0 - \tau_j) + \Omega_{2j}t)]\},$$

где  $\Omega_{1,2j} = 2\omega_{1,2} \frac{v_j}{c}$ ;

$$\tau_j = \frac{2r_j}{c};$$

$r_j, \varphi_j, \theta_j, v_j$  – координаты и радиальная составляющая скорости  $j$ -го электрона,

$k$  – коэффициент, учитывающий ослабление амплитуды сигнала.

Методом огибающих [6] находим отклики  $\dot{z}_{1j}(t)$  и  $\dot{z}_{2j}(t)$  фильтров  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , соответственно на входное воздействие  $Y_{1j}(t)$  и  $Y_{2j}(t)$ :

$$\dot{z}_{1j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \frac{c_1 \tau_u}{2} \text{Re}\{\dot{\psi}(t - t_0 - \tau_j, \Omega_{1j}) \times e^{i[\omega_1(t - t_0 - \tau_j) + \Omega_{1j}\tau_j]} + \dot{\psi}(t - t_0 - \tau_0 - \tau_j, \Omega_{2j} + \omega_2 - \omega_1) e^{i[\omega_1(t - t_0 - \tau_0 - \tau_j) + \Omega_{2j}(\tau_j + \tau_0) + \omega_2\tau_0]}\},$$

$$\dot{z}_{2j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \frac{c_1 \tau_u}{2} \text{Re}\{\dot{\psi}(t - t_0 - \tau_0 - \tau_j, \Omega_{2j}) \times e^{i[\omega_2(t - t_0 - \tau_j) + \Omega_{2j}(\tau_0 + \tau_j)]} + \dot{\psi}(t - t_0 - \tau_j, \Omega_{1j} + \omega_1 - \omega_2) e^{i[\omega_2(t - t_0 - \tau_j) + \Omega_{1j}\tau_j]}\},$$

где  $c_1$  и  $t_0$  – постоянные;

$\dot{\psi}(\tau, \Omega)$  – нормированная автокорреляционная функция модуляции зондирующего импульса.

После преобразования сигнала  $\dot{z}_{1j}(t)$  на частоту  $\omega_2$  получаем:

$$\tilde{z}_{1j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \frac{c_1 \tau_u}{2} \text{Re}\{\dot{\psi}(t - t_0 - \tau_j, \Omega_{1j}) \times e^{i[\omega_1(t - t_0 - \tau_j) + \Omega_{1j}\tau_j - \omega_r \cdot t]} + \dot{\psi}(t - t_0 - \tau_j - \tau_0, \Omega_{2j} + \omega_2 - \omega_1) e^{i[\omega_1(t - t_0 - \tau_0 - \tau_j) + \Omega_{2j}(\tau_j + \tau_0) + \omega_2\tau_0 - \omega_r \cdot t]}\}.$$

Получим выражение для функции взаимной корреляции сигналов  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$ .

Пренебрегаем изменением количества электронов в рассеивающем объеме за время  $\tau_0$ . Кроме того, считаем малыми изменения средней плотности электронов на интервале, равном длине волны. Поэтому распределение фаз сигналов  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$  можно считать равномерными на интервале  $0 \dots 2\pi$ , а функция взаимной корреляции сигналов  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$  запишется в следующем виде:

$$\rho(t_1, t_2) = \text{Re} \overline{\dot{Z}_1(t_1) \dot{Z}_2^*(t_2)},$$

где (\*) означает сопряжение, а черта – усреднение;

$t_1$  и  $t_2$  – моменты отсчета  $\dot{Z}_1(t)$  и  $\dot{Z}_2(t)$  соответственно.

Опуская для упрощения дальнейшей записи индекс "j" при переменных  $\tau_j, \varphi_j, \theta_j, \Omega_j$  и черту, означающую усреднение, пренебрегая различиями между  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ , получим:

$$\begin{aligned} \rho(t_1, t_2) = & \left( \frac{c\tau_u}{2} \right)^2 \times \\ & \times \operatorname{Re} \left\{ \sum \frac{k^2(\phi, \theta)}{r^4} \dot{\psi}(x, \Omega) \dot{\psi}^*(x, \Omega) \times \right. \\ & \times e^{-i[\Delta\omega(t_0+\tau)+\omega_2\tau_0+\Omega\tau_0]} + \sum \frac{k^2(\phi, \theta)}{r^4} \dot{\psi}(x, \Omega) \times \\ & \times \dot{\psi}^*(x + \tau_0, \Omega + \Delta\omega) e^{-i[\Delta\omega(t_0+\tau)-\omega_2\tau_0]} + \\ & + \sum \frac{k^2(\phi, \theta)}{r^4} \dot{\psi}(x - \tau_0, \Omega - \Delta\omega) \dot{\psi}^*(x, \Omega) \times \\ & \times e^{-i[\Delta\omega(t_0+\tau+\tau_0)+\omega_2\tau_0]} + \\ & \left. + \sum \frac{k^2(\phi, \theta)}{r^4} \dot{\psi}(x - \tau_0, \Omega - \Delta\omega) \times \right. \\ & \left. \times \dot{\psi}^*(x + \tau_0, \Omega + \Delta\omega) e^{-i[\Delta\omega(t_0+\tau+\tau_0)-\omega_2\tau_0+\Omega\tau_0]} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ;

$$x = t_1 - t_0 - \tau_0.$$

При выводе (1) предполагалось также, что  $t_2 = t_1 + \tau_0$ . Выполним усреднение в (1). Поскольку отражающие свойства электрона с течением времени не изменяются, то усреднение в (1) должно проводиться по случайным параметрам  $r_j, \varphi_j, \theta_j, v_j$ . Оно сводится к умножению выражения под знаком  $\Sigma$  на плотность вероятности  $P(r, \varphi, \theta, v)$  распределения электронов в пространстве  $r, \varphi, \theta, v$  и к интегрированию по пространству  $r, \varphi, \theta, v$ . Так как все слагаемые суммы одинаковые, то под интеграл войдет величина  $N, P(r, \varphi, \theta, v)$  – представляющая собой среднюю концентрацию электронов в "точке"  $r, \varphi, \theta, v$ , то есть  $N(r, \varphi, \theta)W(v)$ , где  $N(r, \varphi, \theta)$  – собственно средняя концентрация электронов в точке  $r, \varphi, \theta$ , а  $W(v)$  – нормированное распределение электронов по скорости. Функция  $W(v)$  должна удовлетворять условию:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(v) dv = 1.$$

Для упрощения последующих расчетов концентрацию электронов будем полагать постоянной в пределах объема рассеяния.

Выполнив в (1) усреднение описанным выше способом, получим следующее выражение для искомой функции взаимной корреляции:

$$\begin{aligned} \rho(t_1, t_2) = & A \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\Delta\omega t_0 - i\omega_2 \tau_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) \times \right. \\ & \times |\dot{\psi}(x, \Omega)|^2 e^{i\Delta\omega x - i\Omega \tau_0} dx d\Omega + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) \times \\ & \times \dot{\psi}(x, \Omega) \dot{\psi}^*(x + \tau_0, \Omega + \Delta\omega) \times \\ & \times e^{i\Delta\omega x - i\Delta\omega t_1 - i\omega_2 \tau_0} dx d\Omega + \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) \dot{\psi}(x - \tau_0, \Omega - \Delta\omega) \dot{\psi}^*(x, \Omega) \times \\ & \times e^{i\Delta\omega x - i\Delta\omega t_1 - i\omega_2 \tau_0 - i\Delta\omega \tau_0} dx d\Omega + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) \times \\ & \times \dot{\psi}(x - \tau_0, \Omega - \Delta\omega) \dot{\psi}^*(x + \tau_0, \Omega + \Delta\omega) \times \\ & \left. \times e^{i\Delta\omega x + i\Omega \tau_0 - i\Delta\omega t_1 - i\omega_2 \tau_0 - i\Delta\omega \tau_0} dx d\Omega \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A$  – постоянная.

Полученное выражение является достаточно общим. Оно позволяет оценить влияние величины разнеса между импульсами по частоте и по времени на искомую функцию автокорреляции тепловых флуктуаций, то есть на величину

$$\rho_{ss}(\tau_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) e^{-i\Omega \tau_0} d\Omega.$$

Рассмотрим следующий пример. Пусть длительность зондирующих импульсов  $\tau_u$  много меньше интервала корреляции  $\tau_{ss}$  флуктуаций электронной концентрации, а разнос импульсов по частоте  $\Delta\omega \geq 2\pi \cdot \tau_u^{-1}$ .

В рамках сделанных допущений вторым, третьим и четвертым слагаемыми в (2) можно пренебречь. Кроме того, будем считать, что функцию  $|\dot{\psi}(x, \Omega)|^2$  можно приближенно представить в виде произведения ее главных сечений:

$$\begin{aligned} |\dot{\psi}(x, \Omega)|^2 \approx & |\dot{\psi}(x, 0)|^2 |\dot{\psi}(0, \Omega)|^2; \\ \rho(t_1, t_2) \approx & A \operatorname{Re} \left\{ e^{-i\Delta\omega t_1 - i\omega_2 \tau_0} \int_{-\infty}^{+\infty} W\left(\Omega \frac{\lambda}{4\pi}\right) \times \right. \\ & \left. \times |\dot{\psi}(0, \Omega)|^2 e^{-i\Omega \tau_0} d\Omega \times \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{\psi}(\delta, 0)|^2 e^{-i\Delta\omega \delta} d\delta \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

С учетом этих условий получаем:

$$\begin{aligned} \text{Так как } \tau_u \ll \tau_{ss}, \text{ то сомножителем } |\dot{\psi}(0, \Omega)|^2 \\ \text{в первом интеграле выражения (3) можно пренеб-} \\ \text{речь. В результате получим, что} \\ \rho(t_1, t_2) = A \operatorname{Re} \left\{ \frac{2}{3} e^{-i\Delta\omega t_1 - i\omega_2 \tau_0} \tau_u \rho_{ss}(\tau_0) \rho(\Delta\omega) \right\}, \end{aligned}$$

$$\text{где } \rho(\Delta\omega) = \frac{3}{2\tau_u} \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{\psi}(x, 0)|^2 e^{-i\Delta\omega x} dx.$$

Если излучаются прямоугольные импульсы без внутримпульсной модуляции, то как нетрудно рассчитать

$$\rho(\Delta\omega) = \frac{6}{\Delta\omega^2 \tau_u^2} \left( 1 - \frac{\sin \Delta\omega \tau_u}{\Delta\omega \tau_u} \right).$$

В табл. 1 приведены результаты численной оценки величины  $\rho(\Delta\omega)$ .

Таблица 1

Результаты численной оценки величины

$\Delta\omega \tau_u$	$2\pi$	$3\pi$	$4\pi$	$5\pi$	$6\pi$
$\rho(\Delta\omega)$	0,15	0,067	0,037	0,024	0,006

Анализ полученных формул и результатов расчета показывает, что наблюдаемая частотная корреляция обусловлена частотным перекрытием спектров излучаемых сигналов. Если спектры зондирующих радиоимпульсов  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  не перекрываются по частоте, то  $\rho(\Delta\omega) = 0$ .

### Выводы

Использование разнесенных по частоте радиоимпульсов для измерения функции автокорреляции тепловых флуктуаций электронов ионосферы возможно лишь в том случае, когда частотные спектры излучаемых радиоимпульсов частично перекрываются. Однако, в этом случае при обработке результатов измерения функции взаимной корреляции между принятыми сигналами  $\rho(t_1, t_2)$  нужно учитывать помеховые составляющие в  $\rho(t_1, t_2)$  – второе, третье и четвертое слагаемые в (2), возникающие из-за плохой развязки по частоте зондирующих импульсов и приемных каналов.

### Список литературы

1. Карлов В.Д. Метод некогерентного рассеяния радиоволн. / В.Д. Карлов, Г.Н. Ткачев // Конспект лекций. – Х.: ВИРТА ПВО, 1984. – 60 с.
2. Рогожкин Е.В. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния / Е.В. Рогожкин, В.А. Пуляков, В.Н. Лысенко. – Х., НТУ ХПИ. 2008. – 254 с.
3. Карлов В.Д. До питання про вимір швидкості переміщення іоносферних збурень методом некогерентного розсіяння радіохвиль з використанням спектрального способу / В.Д. Карлов, М.М. Журавський, Д.В. Карлов, А.М. Чорний // Системи озброєння і військова техніка. – 2010. – № 2(22). – С. 119-121.
4. Карлов В.Д. К вопросу об измерении скорости перемещения ионосферных возмущений методом некогерентного рассеяния радиоволн с применением корреляционного способа / В.Д. Карлов, М.Н. Журавский, Д.В. Карлов, О.В. Ефимова // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. – Х., 2010. – Вип. 3 (25). – С. 54-57.
5. Карлов В.Д. Особенности диагностики параметров ионосферы при использовании парных радиоимпульсов / В.Д. Карлов, М.Н. Журавский, Д.В. Карлов, О.В. Бесова // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. – Х., 2010. – Вип. 2 (28). – С. 70-76.
6. Радиоэлектронные системы: справ. / Под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007. – 510 с.

Надійшла до редколегії 22.09.2011

**Рецензент:** д-р техн. наук проф. Л.Ф. Купченко, Харківський університет Воздушних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

### МОЖЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ РОЗНЕСЕНИХ ПО ЧАСТОТІ РАДІОІМПУЛЬСІВ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ ФУНКЦІЇ АВТОКОРЕЛЯЦІЇ ТЕПЛОВИХ ФЛУКТУАЦІЙ ЕЛЕКТРОНІВ ІОНОСФЕРИ

В.Д. Карлов, М.М. Журавський, О.В. Бісова, А.М. Чорний

У даній статті проаналізовано можливість технічної реалізації виміру автокореляційної функції електронної концентрації іоносфери при використанні парної послідовності радіоімпульсів, рознесених за часом і частоті.

**Ключові слова:** метод некогерентного розсіяння радіохвиль, функція автокореляції теплових флуктуаций іоносфери, парні радіоімпульси, антена, поляризація.

### POSSIBILITIES OF THE RADIO IMPULSES CARRIED ON FREQUENCY FOR MEASUREMENT OF FUNCTION OF AUTOCORRELATION OF THERMAL FLUCTUATIONS ELECTRON OF THE IONOSPHERE USING

V.D. Karlov, M.N. Zhuravsky, O.V. Besova, A.M. Chorniy

In given article possibility of technical realization of measurement of autocorrelation function of electronic concentration of an ionosphere is analysed at use of a pair parcel of the radio impulses carried on time and frequency.

**Keywords:** method of not coherent dispersion of radio-waves, function of autocorrelation of thermal fluctuations of an ionosphere, pair radio impulses, aerial, polarization.