

УДК 621.396.6

В.Д. Карлов<sup>1</sup>, М.Н. Журавский<sup>2</sup>, Д.В. Карлов<sup>1</sup>, О.В. Бесова<sup>1</sup><sup>1</sup> Харківський університет Воздушних Сил ім. І. Кожедуба, Харків<sup>2</sup> Національний університет громадянської захисти України, Харків

## ОСОБЕННОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПАРНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ

В статье анализируется возможность измерения автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы в случае, когда излучают посылку из двух линейно-поляризованных радиоимпульсов одинаковой длительности и частоты, фронты которых разделены интервалом времени. Прием, обработка отраженных от ионосферы сигналов осуществляется на два линейно-поляризованные ортогональные антенны с последующим квадратурным, синхронным детектированием. Предъявлены требования к временному интервалу, разделяющему фронты излученных радиоимпульсов.

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

### Введение

**Постановка проблемы.** С развитием систем космической связи и использованием спутниковых систем для определения местоположения объектов, находящихся на Земле, остро стоит задача уменьшения влияния среды распространения на функционирование этих систем. Для рассматриваемых систем наибольшее влияние на качество их функционирования оказывает ионосфера.

В связи с этим, в последнее время значительное внимание уделяется развитию средств диагностики ее параметров. Одним из таких параметров является скорость дрейфа ионосферной плазмы. Как показано в [1, 2], наиболее информативным методом, позволяющим диагностировать ионосферу, является метод некогерентного рассеяния радиоволн. В рамках этого метода реализуем либо спектральный [3], либо корреляционный [4] способ измерения дрейфа ионосферной плазмы. В [2 – 4] рассмотрены особенности реализации этих способов измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы.

Обосновано, что наиболее предпочтительным для среднеширотной ионосферы является корреляционный способ измерения. В рамках этого способа, как показано в [4], измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы сводится к определению автокорреляционной функции  $\rho(\tau)$  тепловых флуктуаций электронной концентрации и вычислению отношения ее мнимой к реальной части. В [4] достаточно подробно

рассмотрен случай вычисления автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы при излучении одиночных радиоимпульсов большой длительности.

Вопросу же вычисления  $\rho(\tau)$  при использовании парных радиоимпульсов в известной литературе уделено мало внимания. В данной статье делается попытка восполнить этот пробел.

**Цель статьи** – проанализировать возможность измерения автокорреляционной функции тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы при использовании парных радиоимпульсов, фронты которых разделены некоторым интервалом времени.

### Основная часть

Измерение функции автокорреляции (АКФ) тепловых флуктуаций электронной концентрации ионосферы  $\rho(\tau)$  рассмотрим применительно к случаю, когда зондирующий сигнал РЛС представляет собой посылку из двух радиоимпульсов одинаковой длительности  $\tau_u$ , фронты которых разделены интервалом времени  $\tau_0$ . Поляризация зондирующего сигнала вертикальная. Несущая частота первого и второго радиоимпульсов одинаковая и равна  $\omega_0$ . Прием обратно рассеянных ионосферой сигналов осуществляется на две антенны с линейной ортогональной поляризацией с последующей оптимальной фильтрацией и квадратурным синхронным детектированием. Схема приемника, реализующего этот

принцип, представлена на рис. 1, где обозначено: 1,2 – антенны с вертикальной и горизонтальной поляризацией соответственно, 3 – оптимальной по отношению к зондирующему сигналу фильтр, 4 – смесители (умножители), 5 – сумматор.

Вектор напряженности электрического поля, создаваемого на выходе передающей вертикально поляризованной антенны первым  $\vec{E}_1(t)$  и вторым  $E_2(t)$  радиоимпульсами, представим в виде:

$$\vec{E}_1(t) = \sqrt{P_0} \vec{x}^0 U_a(t) \exp\{i[\omega_0 t + \varphi]\},$$

$$\vec{E}_2(t) = \sqrt{P_0} \vec{x}^0 U_a(t - \tau_0) \exp\{i[\omega_0 t + \varphi]\},$$

где  $P_0$  – мощность зондирующего сигнала;  $\vec{x}^0$  – орт-вектор единичной длины;  $U_a(t)$  – закон амплитудной модуляции;  $\varphi$  – начальная фаза. Для простоты дальнейшего анализа линейно-поляризованный сигнал представим в виде суммы двух сигналов с круговыми поляризациями правого  $E_{1,2\ 0}(t)$  и левого  $E_{1,2\ H}(t)$  направления вращения.

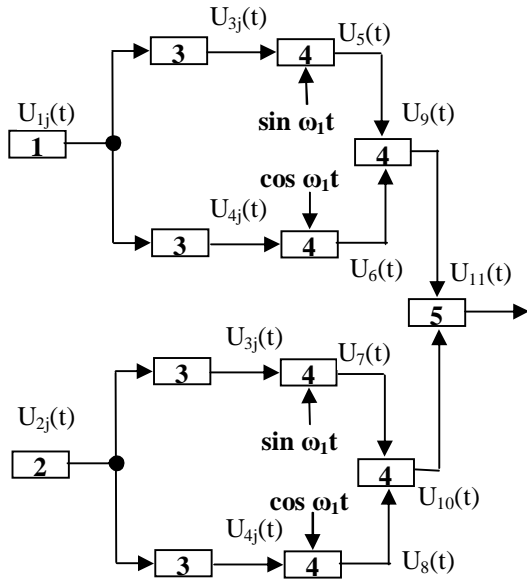


Рис. 1. Схема приемника

Рассмотрев прохождение сигнала до цели, находящейся в ионосфере, и обратно, и пренебрегая рефракцией, ослаблением сигнала вследствие поглощения, добавкой к групповому запаздыванию сигнала, обусловленному средой и фазо-частотными искажениями сигнала ионосферой, получим напряжение, создаваемое отражением от j-го электрона, на выходе антенны с вертикальной  $U_{1j}(t)$  и горизонтальной  $U_{2j}(t)$  поляризацией в виде:

$$U_{1j}(t) = \frac{\kappa(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \left\{ \left[ \dot{U}_a(t - \tau_{3j}) + \dot{U}_a(t - \tau_0 - \tau_{3j}) \right] \times \exp\left\{ i \left[ (\omega_0 + \Omega_j)t - n_{cp} \omega_0 \tau_{3j} \right] \right\} \right\};$$

$$U_{2j}(t) = \frac{\kappa(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} \sin\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \left\{ \left[ \dot{U}_a(t - \tau_{3j}) + \dot{U}_a(t - \tau_0 - \tau_{3j}) \right] \times \exp\left\{ i \left[ (\omega_0 + \Omega_j)t - n_{cp} \omega_0 \tau_{3j} \right] \right\} \right\},$$

где  $\tau_{3j} = \frac{2r_j}{c}$ ,  $\Omega_j = n_{ep} \frac{2\vartheta_j}{c} \omega_0$ ,

$$n_{cp} = \frac{1}{2}(n_0 + n_H), \quad \dot{U}_a(t) = U_a(t) e^{j\varphi},$$

$$\kappa(\varphi_j, \theta_j) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{P_0 \lambda^2 G_{np} G_{nep} \sigma_e}{(4\pi)^3}} g_{np}(\varphi_j, \theta_j) \times g_{nep}(\varphi_j, \theta_j),$$

где  $\kappa(\varphi_j, \theta_j)$ ,  $g_{np}(\varphi_j, \theta_j)$ ,  $g_{nep}(\varphi_j, \theta_j)$  – коэффициент усиления и нормированный коэффициент направленности приемной и передающей антенны соответственно;

$r_j, \theta_j, \varphi_j$  и  $\vartheta_j$  – координаты и скорость j-го электрона;

$\sigma_e$  – эффективная отражающая поверхность j-го электрона;

$n_0, n_H$  – показатель преломления ионосферы для сигнала с правой и левой круговой поляризацией соответственно;

$c$  – скорость света в вакууме;

$\omega_\phi = 2\alpha\omega_0$  – фарадеевская частота вращения плоскости поляризации сигнала;

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\omega_{пл}^2 \omega_L}{\omega_0^2 \omega_0},$$

где  $\omega_{пл}$  – плазменная частота электронов ионосферы,  $\omega_L$  – проекция гидрочастоты электронов на луч.

Найдем напряжения  $U_{3j}(t)$  и  $U_{4j}(t)$  на выходе фильтра (3). Фильтр (3) будем полагать согласованным с первым и вторым зондирующим радиоимпульсами, которые представлены в виде:

$$U_{1a}(t) = R_0 \left\{ \dot{U}_a(t) \exp[i\omega_0 t] \right\},$$

$$U_{2a}(t) = R_0 \left\{ \dot{U}_a(t - \tau_0) \exp[i\omega_0 t] \right\}.$$

Используя метод огибающих, получим:

$$U_{3j}(t) = \frac{\kappa(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} c_1 \frac{\sqrt{P_0} T_{\varphi\phi}}{2} \cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \left\{ \left[ \dot{\psi}(t - t_0 - \tau_{3j}, \Omega_j) + \dot{\psi}(t - t_0 - \tau_0 - \tau_{3j}, \Omega_j) e^{j\Omega_j \tau_0} \right] \times \exp\left\{ i \left[ \omega_0(t - t_0) - \Omega_j \tau_{3j} - n_{cp} \omega_0 \tau_{3j} \right] \right\} \right\},$$

где  $T_{\varphi\phi} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}(x)|^2 dx$ ;  $c_1$  – постоянная;

$$\dot{\psi}(\tau, \Omega) = \frac{1}{T_{\varphi\phi}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(x) \dot{U}^*(x - \tau) e^{i\Omega x} dx,$$

а  $\psi(\tau, \Omega)$  – автокорреляционная функция модуляции зондирующего сигнала. Напряжение  $U_{4j}(t)$  будет аналогично  $U_{3j}(t)$ , отличие будет лишь в том, что вместо  $\cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right)$  в  $U_{4j}(t)$  будет  $\sin\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right)$ . После преобразований напряжений и отфильтровки составляющих на двойной несущей частоте получим:

$$U_{5j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)\sqrt{P_0}}{r_j^2} \cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \\ \times \left\{ \left[ \psi(t - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \psi(t - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{i\tau_0\Omega} \right] \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{ i \left[ \frac{\pi}{2} + \omega_0 t_0 + n_{cp} \omega_0 \tau_{zj} - \tau_{zj} \Omega_j \right] \right\} \right\}, \\ U_{6j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)\sqrt{P_0}}{r_j^2} \cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \\ \times \left\{ \left[ \psi(t - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \psi(t - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{i\tau_0\Omega} \right] \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{ i \left[ \omega_0 t_0 + n_{cp} \omega_0 \tau_{zj} - \tau_{zj} \Omega_j \right] \right\} \right\}, \\ U_{7j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)\sqrt{P_0}}{r_j^2} \sin\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \\ \times \left\{ \left[ \psi(t - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \psi(t - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{i\tau_0\Omega} \right] \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{ i \left[ \frac{\pi}{2} + \omega_0 t_0 + n_{cp} \omega_0 \tau_{zj} - \tau_{zj} \Omega_j \right] \right\} \right\}, \\ U_{8j}(t) = \frac{k(\varphi_j, \theta_j)\sqrt{P_0}}{r_j^2} \cos\left(\omega_\phi \frac{r_j}{c}\right) R_e \times \\ \times \left\{ \left[ \psi(t - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \psi(t - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{i\tau_0\Omega} \right] \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{ i \left[ \omega_0 t_0 + n_{cp} \omega_0 \tau_{zj} - \tau_{zj} \Omega_j \right] \right\} \right\}.$$

В дальнейшем для того, чтобы исключить влияние эффекта Фарадея на автокорреляционную функцию тепловых флуктуаций электронной концентрации, обработка сигналов может быть построена по двум вариантам. В первом варианте необходимо поставить квадраторы в каждом из каналов синхронного детектора, а затем результат сложить; во втором варианте, схема которого представлена на рис. 1, алгоритм состоит в вычислении произведения ортогональных составляющих на выходе каждого из синхронных детекторов и суммированием полученного результата. Поскольку при вычислении  $U_9(t) \dots U_{11}(t)$  переходим к нелинейным операциям, то учтем, что сигналы на выходах синхронных детекторов представляют собой сумму напряжений, создаваемых отражениями от «N» электронов, заполняющих импульсный объем, т.е.

$$U_5(t) = \sum_{j=1}^N U_{5j}(t), \quad U_6(t) = \sum_{j=1}^N U_{6j}(t),$$

$$U_7(t) = \sum_{j=1}^N U_{7j}(t), \quad U_8(t) = \sum_{j=1}^N U_{8j}(t),$$

а напряжения  $U_9(t)$  и  $U_{10}(t)$  определяются

$$U_9(t) = \sum_{j=1}^N U_{5j}(t) \sum_{j=1}^N U_{6j}(t), \\ U_{10}(t) = \sum_{j=1}^N U_{7j}(t) \sum_{j=1}^N U_{8j}(t).$$

При вычислении  $U_9(t)$  и  $U_{10}(t)$  воспользуемся известным соотношением учтем, что электроны в пространстве расположены хаотически, а разностная фаза

$$\Delta\varphi = n_{cp} \frac{2\omega_0}{c} (r_j - r_e) - n_{cp} \frac{4\omega_0}{c^2} (r_j \vartheta_j - r_2 \vartheta_2)$$

и суммарная фаза

$$\sum \varphi = n_{cp} \frac{2\omega_0}{c} (r_j + r_e) - n_{cp} \frac{4\omega_0}{c^2} (r_j \vartheta_j - r_2 \vartheta_2)$$

равномерно распределены от 0 до  $2\pi$ , получим

$$U_9(t) = \sum_{j=1}^N \frac{k^2(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^2} P_0 \cos^2\left(\omega \frac{r_j}{c}\right) \times \\ R_e \left\{ \left[ \psi(t - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \psi(t - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{i\tau_0\Omega} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{ i \left[ \frac{\pi}{2} + 2\omega_0 t_0 + 2n_{cp} \omega_0 \tau_{zj} - 2\tau_{zj} \Omega_j \right] \right\} \right\}. \quad (1)$$

Соотношение для  $U_{10}(t)$  будет аналогично

$$U_9(t), \text{ за исключением того, что вместо } \cos^2\left(\omega \frac{r_j}{c}\right) \\ \text{ в } U_{10}(t) \text{ будет } \sin^2\left(\omega \frac{r_j}{c}\right).$$

Напряжение  $U_{11}(t) = U_9(t) + U_{10}(t)$ .

Вычислим автокорреляционную функцию напряжения  $U_{11}(t)$ .

При проведении дальнейших расчетов будем полагать, что количество электронов «N» в импульсном объеме за время, равное времени корреляции напряжения  $U_{11}(t)$  будет неизменным.

Кроме того, полагаем, что изменение средней плотности электронов на интервале, равном длине волны невелики, поэтому для фазы напряжения  $U_{11}(t)$  распределение на интервале дальности равно удвоенной длительности зондирующего сигнала можно считать равномерным от 0 до  $2\pi$ . В этом случае среднее значение сигнала равно нулю ( $\langle U_{11}(t) \rangle = 0$ ), а АКФ вычисляется по формуле

$$\rho(t_1, t_2) = \langle U_{11}(t_1) U_{11}(t_2) \rangle.$$

Здесь знак  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по реализациям. С учетом допущений, сделанных при выводе соотношения (1), получим

$$\rho(t_1, t_2) = \left\langle \frac{1}{2} \left( \frac{c_1 \Gamma_{\text{эфф}}}{2} \right)^4 \right\rangle < R_e \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{k^2(\varphi_j, \theta_j)}{r_j^4} \times \right. \\ \left. \times \left[ \dot{\psi}(t_1 - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \dot{\psi}(t_1 - t_0 - \tau_{zj} - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times e^{i\tau_0 \Omega_j} \right]^2 \times \left[ \dot{\psi}^*(t_2 - t_0 - \tau_{zj}, \Omega_j) + \right. \right. \\ \left. \left. \dot{\psi}^*(t_2 - t_0 - \tau_{zj} - \tau_0, \Omega_j) e^{-i\tau_0 \Omega_j} \right]^2 \right\}. \quad (2)$$

Усреднение в (2) сводится к умножению выражения под знаком суммы на плотность вероятности  $P(r, \varphi, \theta, \vartheta) = W(\vartheta)N(r, \varphi, \theta)$  и интегрированию по пространству  $r, \varphi, \theta, \vartheta$ . В результате получим:

$$\rho(t_1, t_2) = A_0 R_e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\vartheta \int_{-\infty}^{\infty} dr \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \frac{g^4(\varphi, \theta)}{r^4} W(\vartheta) \times \right. \\ \left. \times N(r, \varphi, \theta) \left[ \dot{\psi} \left( t_1 - \frac{2r}{c} - t_0, n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \dot{\psi} \left( t_1 - t_0 - \tau_0 - \frac{2r}{c}, n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta \right) e^{i\tau_0 n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \left[ \dot{\psi}^* \left( t_2 - \frac{2r}{c} - t_0, n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \dot{\psi}^* \left( t_2 - t_0 - \tau_0 - \frac{2r}{c}, n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta \right) e^{-i\tau_0 n_{\text{ср}} \frac{2\omega_0}{c} \vartheta} \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

$$\text{где } A_0 = \frac{1}{4} \left( \frac{c \Gamma_{\text{эфф}}}{2} \right)^4 P_0^2 \sqrt{\frac{P_0 \lambda^2 G_n G_{\text{нр}} \sigma}{(4\pi)^3}};$$

$$g(\varphi, \theta) = g_n(\varphi, \theta) \cdot g_{\text{нр}}(\varphi, \theta).$$

Соотношение (3) является наиболее общим, оно позволяет оценить влияние величины разнеса " $\tau_0$ " по времени между радиоимпульсами  $U_1(t)$  и  $U_2(t)$  на функцию автокорреляции тепловых флуктуаций, т. е. на величину

$$\rho_{\text{ss}}(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} W(c_2 \Omega) e^{-i\tau_0 \Omega} d\Omega,$$

$$\text{где } c_2 = \frac{\lambda}{2\pi n_{\text{ср}}}.$$

Проанализируем соотношение (3) в рамках некоторых ограничений. Так, будем полагать, что распределение концентрации электронов в пределах удвоенной длительности зондирующего сигнала будет величиной постоянной, т.е.  $N(r, \varphi, \theta) = N_0$ . Сделаем замену переменных интегрирования в (3). Обозначим  $\Omega = n_{\text{ср}} \frac{4\omega_0}{c} \vartheta$ ,  $x = t_1 - \frac{2r}{c} - t_0$ , а также учтем, что  $t_2 = t_1 + \tau_0$ . В этом случае (3) преобразуется к виду:

$$\rho(\tau_0) = \frac{A_0 B_1 N_0}{R_1^4} \frac{\lambda}{4\pi c n_{\text{ср}}} R_e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} dx W(c_2 \Omega) \times \right. \\ \left. \times \left| \dot{\psi} \left( x, \frac{\Omega}{2} \right) \right|^4 e^{-i\tau_0 \Omega} \right\} + \rho_n(\tau_0), \quad (4)$$

$$\text{где } B_1 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta g^4(\varphi, \theta), \quad R_1 = \frac{c t_1}{2} - \text{расстояние до}$$

центра рассеивающего объема,  $\rho_n(\tau_0)$  – помеховая составляющая АКФ  $\rho(\tau_0)$ . Наличие  $\rho_n(\tau_0)$  в  $\rho(\tau_0)$  обусловлено перекрытием зеркальных (отстоящих друг от друга на кратное число  $\tau_0$ ) составляющих  $|\dot{\psi}(x, \Omega)|^4$ . Используя (4), можно определить

$\tau_{0 \text{ min}}$ , для которого при  $\tau_0 \geq \tau_{0 \text{ min}}$  выполняется условие:

$$\rho_n(\tau_0) \ll \frac{A_0 B_1 N_0}{R_1^4} \frac{\lambda}{4\pi c n_{\text{ср}}} R_e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} dx W(c_2 \Omega) \times \right. \\ \left. \times \left| \dot{\psi} \left( x, \frac{\Omega}{2} \right) \right|^4 e^{-i\tau_0 \Omega} \right\}. \quad (5)$$

Оценим значение  $\tau_0$ , при котором будет выполняться условие (5). Расчеты проведем для случая, когда излучаются два прямоугольных радиоимпульса одинаковой длительности. При этом:

$$|\dot{\psi}(x, \Omega)|^2 = |\dot{\psi}(x, 0)|^2 |\dot{\psi}(0, \Omega)|^2.$$

Для проведения дальнейших расчетов понадобится  $\rho_{\text{осн}}(\tau_0)$  и  $\rho_n(\tau_0)$ . Указанные функции можно получить, используя соотношения (3), (4). В рамках сделанных допущений (4) преобразуется к виду:

$$\rho(\tau_0) = A_1 R_e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} dx W \left( \frac{\lambda}{4\pi n_{\text{ср}}} \Omega \right) \times \right. \\ \left. \times \left[ \left( \dot{\psi}(x, \Omega) + \dot{\psi}(x - \tau_0, \Omega) e^{i\tau_0 \Omega} \right)^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \dot{\psi}^*(x + \tau_0, \Omega) + \dot{\psi}^*(x, \Omega) e^{-i\tau_0 \Omega} \right)^2 \right] \right\}. \quad (6)$$

Преобразуем выражение стоящее в квадратных скобках соотношения (6) с учетом того, что функцию  $|\dot{\psi}(0, \Omega)|^4$  можно представить в виде произведения ее главных сечений. После произведенных преобразований (6) приобретает вид:

$$\rho(\tau_0) = A_1 R_e \sum_{i=1}^N I_i,$$

$$\text{где } N = 9, \quad \text{а } I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda}{4\pi n_{\text{ср}}} \Omega \right) |\dot{\psi}(0, \Omega)|^4 d\Omega \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\psi}^2(x, 0) \dot{\psi}^{*2}(x + \tau_0, 0) dx;$$

$$\begin{aligned}
 I_2 &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{i\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, 0) \psi(x - \tau_0, 0) \psi(x + \tau_0, 0) dx; \\
 I_3 &= \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{i2\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi^2(x - \tau_0, 0) \psi^{*2}(x + \tau_0, 0) dx; \\
 I_4 &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{-i\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi^3(x, 0) \psi^*(x + \tau_0, 0) dx; \\
 I_5 &= 4 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi^2(x, 0) \psi(x - \tau_0, 0) \psi^*(x + \tau_0, 0) dx; \\
 I_6 &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{i\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x - \tau_0, 0) \psi^*(x + \tau_0, 0) \psi^*(x, 0) dx; \\
 I_7 &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{-i2\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, 0)|^4 dx; \\
 I_8 &= 2 \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 e^{-i\tau_0 \Omega} d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi^3(x, 0) \psi(x - \tau_0, 0) dx; \\
 I_9 &= \int_{-\infty}^{\infty} W \left( \frac{\lambda \Omega}{4\pi n_{cp}} \right) |\psi(0, \Omega)|^4 d\Omega \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \psi^{*2}(x, 0) \psi^2(x - \tau_0, 0) dx.
 \end{aligned}$$

Из (4) и (6) видно, что

$$\begin{aligned}
 \rho_{осн}(\tau_0) &= A_1 R_e \{ I_7 \}; \\
 \rho_n(\tau_0) &= A R_e \{ I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5 + I_6 + I_7 + I_8 + I_9 \}.
 \end{aligned}$$

Определим  $\tau_{0 \min}$  из условия

$$\rho_n(\tau_0) / \rho_{осн}(\tau_0) = D(\tau_0) \leq 0,1,$$

считая распределение электронов по скоростям равномерным, т.е.

$$W(\vartheta) = \begin{cases} 1/2\vartheta_0, & |\vartheta| \leq \vartheta_0, \\ 0, & |\vartheta| > \vartheta_0. \end{cases}$$

а вид функции  $\psi(r, \Omega)$  зададим в виде:

$$|\psi(r, \Omega)|^2 = \begin{cases} \left( \frac{\sin \Omega \pi \tau_u}{\pi \Omega \tau_u} \right) \left( 1 - \frac{|r|}{\tau_u} \right), & |r| \leq \tau_u, \\ 0, & |r| > \tau_u. \end{cases}$$

В этом случае составляющие  $I_i, (i=1, \dots, 9)$  функции  $\rho(\tau_0)$  преобразуются к виду:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{2\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{\tau_0}{\tau_u} + \frac{2}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-x^2} dx; \\
 I_2 &= \frac{1}{\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{\tau_0}{2\pi} - \frac{2}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} + \frac{\tau_0^3}{\tau_u^3} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{i\frac{\tau_0}{\pi\tau_u}x} e^{-x^2} dx; \\
 I_3 &= \frac{1}{2\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{4}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} + 2 \frac{\tau_0^4}{\tau_u^4} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{i\frac{2\tau_0}{\pi\tau_u}x} e^{-x^2} dx; \\
 I_4 &= \frac{1}{\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{\tau_0}{2\tau_u} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-i\frac{\tau_0}{\pi\tau_u}x} e^{-x^2} dx; \\
 I_5 &= \frac{2}{\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{2}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-x^2} dx; \\
 I_6 &= \frac{1}{\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{\tau_0}{2\tau_u} - \frac{2}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} + \frac{\tau_0^3}{\tau_u^3} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{i\frac{\tau_0}{\pi\tau_u}x} e^{-x^2} dx; \\
 I_7 &= \frac{1}{5\pi\vartheta_0} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-i\frac{2\tau_0}{\pi\tau_u}x} dx; \\
 I_8 &= \frac{1}{\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} - \frac{\tau_0}{2\tau_u} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-i\frac{\tau_0}{\pi\tau_u}x} e^{-x^2} dx; \\
 I_9 &= \frac{1}{2\pi\vartheta_0} \left[ \frac{2}{5} + \frac{\tau_0}{\tau_u} + \frac{2}{3} \frac{\tau_0^2}{\tau_u^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^4 e^{-x^2} dx.
 \end{aligned}$$

Результаты расчетов по формуле

$$D(\tau_0) = \frac{\rho_n(\tau_0)}{\rho_{осн}(\tau_0)}$$

сведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты расчетов

$\tau_0/\tau_u$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\frac{D(\tau_0/\tau_u)}{D(0)}$	1	0,925	0,834	0,728	0,608	0,476

$\tau_0/\tau_u$	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\frac{D(\tau_0/\tau_u)}{D(0)}$	0,334	0,187	0,037	$10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$

Из данных, приведенных в табл. 1, следует, что  $\rho_n(\tau_0) \ll \rho_{осн}(\tau_0)$  при  $\frac{\tau_0}{\tau_u} \geq 0,7$ . Поэтому, для  $\tau_0 > 0,7\tau_u$  расчет  $\rho(\tau_0)$  можно производить по упрощенной, по сравнению с (6) формуле, которая представляется в виде

$$\rho(\tau_0) = A_1 \frac{2}{5} \tau_u R_e \{ \rho_{ss}(\tau_0) \},$$

где  $\rho_{ss}(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} W(k\Omega) e^{-i\tau_0 \Omega} d\Omega$  – функция автокорреляции тепловых флуктуаций электронов.

Расчеты соотношения  $\rho_n(\tau_0) / \rho_{осн}(\tau_0)$  в случае,

когда  $W(\vartheta) = \frac{1}{2\vartheta_0} e^{(\vartheta - \vartheta_0)^2}$  показывают, что вид функции  $D(\tau_0)$  не зависит от модели  $W(\vartheta)$ . Это следует из результатов расчета  $D(\tau_0)$ , представленных в табл. 2.

Таблица 2

Расчеты соотношения

$\tau_0/\tau_u$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\frac{D(\tau_0/\tau_u)}{D(0)}$	1	0,926	0,836	0,731	0,612	0,481
$\tau_0/\tau_u$	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	
$\frac{D(\tau_0/\tau_u)}{D(0)}$	0,340	0,192	0,040	0,01	$2 \cdot 10^{-4}$	

Отличие численных значений  $D(\tau_0)$  (табл. 1) от  $D(\tau_0)$  (табл. 2) незначительно и составляет единицы процента.

### Выводы

В случае, когда зондирующий сигнал представляет собой посылку двух линейно поляризованных радиоимпульсов одинаковой длительности и частоты, и фронты разнесены во времени на интервал  $(\tau_0)$ , а прием обратно отраженных сигналов осуществляется на две линейно поляризованные ортогональные антенны с последующим квадратур-

ным синхронным детектированием сигналов и дальнейшей обработкой в устройстве, блок-схема которого приведена на рис. 1, если обеспечить выбор  $\tau_0 > 0,7\tau_u$ , автокорреляционная функция выходного сигнала, с точностью до постоянной, равна функции автокорреляции тепловых флуктуаций электронов ионосферы.

### Список литературы

1. Адушкин В.В. Экологические проблемы и риски воздействия ракетно-космической техники на окружающую среду / В.В. Адушкин, С.И. Козлов, А.В. Петров // Справочное пособие. – М. Изд. Анкил, 2000. – 638 с.
2. Ткачев Г.Н. Крупномасштабные возмущения в ионосфере, возникающие при полете ракеты с работающим двигателем / Г.Н. Ткачев, В.Д. Карлов, С.И. Козлов // Космические исследования. – 1980. – Т. 2, вып. 2. – С. 266-277.
3. 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: наук. ж. – Х.: ХУПС. – 2010. – Вип. 2(22). – С. 119-121.
4. 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.: ХУПС, 2010. – Вип. 3(25). – С. 54-57.

Поступила в редколлегию 17.03.2011

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. Л.Ф. Купченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

### ОСОБЛИВОСТІ ДІАГНОСТУВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ІОНОСФЕРИ ПРИ ВИКОРИСТАННІ ПАРНИХ РАДІОІМПУЛЬСІВ

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

У статті аналізується можливість виміру автокорреляційної функції теплових флуктуацій електронної концентрації іоносфери у випадку, коли випромінюють посылку з двох лінійно-поляризованих радіоімпульсів однакової тривалості та частоти, фронти яких розділені інтервалом часу. Прийом, обробка відбитих від іоносфери сигналів здійснюється на дві лінійно-поляризовані ортогональні антени з подальшим квадратурним, синхронним детектуванням. Пред'явлені вимоги до часового інтервалу, що розділяє фронти випромінених радіоімпульсів.

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

### FEATURES OF DIAGNOSTICS OF PARAMETERS OF THE IONOSPHERE AT USE OF PAIR RADIOIMPULSES

V.D. Karlov, M.N. Zhuravsky, D.V. Karlov, O.V. Demon

In the article possibility of measuring of avtokorrellyacion function of thermal flyktuation of electronic concentration of ionosphere is analyses in the case when radiate a parcel from two linear-polarized radioimpuls of identical duration and frequency, fronts of which part a time domain. A reception, treatment of the signals reflected from an ionosphere, is carried out on two linear-polarized orthogonal aeriels with subsequent quartered, synchronous detection. Requirements are produced to the temporal interval, to dividing fronts of radiated radioimpuls.

**Keywords:** method of non-coherent dispersion of radio waves, a function of autocorrelation of thermal is fluktuaciy ionospheres, pair radioimpuls, aerial, polarization.