

Анализ зондирующих сигналов для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния

Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С.
Харьковский государственный политехнический университет,
310002, Харьков, ул. Фрунзе 21,
e-mail: mazmani@kpi.kharkov.ua

Содержание

1. Постановка задачи	545
2. Состояние вопроса	546
3. Используемая модель	547
4. Зондирующие импульсы	548
5. Заключение	550

Аннотация

Зондирование ионосферы методом некогерентного рассеяния отличают случайный характер процесса рассеяния и проблемы высотного разрешения измерений. Предложено представлять сигнал рассеяния случайным многомерным вектором, показан путь синтезирования сложных кодированных сигналов с необходимыми свойствами.

1. Постановка задачи

Метод некогерентного рассеяния радиоволн по высотно–временным вариациям спектра рассеяния позволяет проследить поведение ионосферной плазмы от ее нижней кромки до магнитосферных высот. Однако используемые импульсные зондирующие сигналы не позволяют сделать это без искажений одновременно — в одном сеансе измерений — во всем исследуемом интервале высот (60 ÷ 3000 км).

Это связано с тем, что локальные параметры плазмы существенно изменяются с высотой. Зондирующий сигнал должен, во–первых, обеспечивать неискаженные измерения автокорреляционной функции (АКФ) или спектра флуктуаций электронной плотности, во–вторых, правильно отображать высотные изменения плотности электронов. Эти требования можно выразить двойным неравенством:

$$\tau_c \leq T \leq 2 \frac{\Delta h}{c}, \quad (1)$$

где $\tau_c = \tau_c(\lambda)$ — временной интервал корреляции

флуктуаций электронной плотности, λ — рабочая длина волны радиолокатора НР, T — длительность зондирующего импульса, Δh — расстояние (по высоте или Δr по наклонной дальности), на котором еще можно считать линейным закон изменения мощности сигнала рассеяния при интерпретации результата измерений АКФ, c — скорость света. Две величины (τ_c и Δh) определяются локальными параметрами исследуемой ионосферной плазмы и ее высотным строением. Они рассчитываются по существующим моделям, например, по международной справочной модели ионосферы IRI–90 для украинского региона. Используя выражения для оценки интервала корреляции и ширины спектра флуктуаций [1,2]

$$\tau_c [c] \approx 4.5 \lambda \sqrt{m_i / T_e},$$

$$2\Delta f [c] \approx \frac{1.24}{\lambda} \sqrt{T_i / m_i},$$

где m_i — масса ионов в единицах атомного веса, T_e , T_i — кинетические температуры электронов и ионов, λ — в метрах, можно оценить минимальную длительность идеального прямоугольного им-

пульса и требуемую полосу пропускания, при которых относительная величина методической ошибки в оценке АКФ не превышает одного процента.

В работе [1] получено выражение, которое связывает величину $\varepsilon(\tau)$ — методическую погрешность измерений коэффициента корреляции — с характером изменений мощности $P(t)$ сигнала НР в пределах импульсного объема, продольные размеры которого определяются длительностью импульса T , а поперечные — диаграммой направленности антенны

$$\varepsilon_{\max} \approx -\frac{T^2}{12} \frac{P''(t_0)}{P(t_0)}. \quad (2)$$

Здесь t — радиолокационная задержка и $t_0 = 2r_0/c$, r_0 — расстояние до центра рассеивающего объема.

В таблице 1 сведены результаты расчета для используемых в практике ионосферных исследований рабочих частот в условиях низкой солнечной активности.

2. Состояние вопроса

Можно сделать следующие выводы.

Рабочая частота 50 МГц не позволяет использовать простые сигналы при изучении локальных параметров ионосферы (температуры, ионный состав).

Рабочая частота 150 МГц в случае применения простых импульсных сигналов требует учета изменений мощности сигнала рассеяния при измерениях до высот 700 км днем и до 1000 км ночью. На высотах ниже указанных пределов ошибка измерений достигает 30% при использовании импульсов длительностью 1000 мкс без учета функции $P(t)$.

Для частот 450 МГц диапазон высот — выше 500 км ночью и 300 км в дневное время — представляется идеальным для измерений. При использовании импульсов длительностью 600 км и 300 мкс ошибка в измерениях АКФ в области максимума ионизации не превышает нескольких процентов. Не представляет особого труда убрать и эту погрешность при достаточно простых предположениях о поведении функции $P(t)$ в пределах импульсного объема [3–5].

Далее, практически нет ограничений для частот выше 900 МГц, если не принимать во внимание изменения АКФ, связанные с большим отношением дебаевского радиуса к длине волны.

Таким образом, можно констатировать, что использование простых импульсных сигналов, когда произведение длительности сигнала на полосу равно или меньше 1, неизбежно наталкивается на неопределенность в интерпретации. Эта неопределенность тем существеннее, чем ниже рабочая частота [1].

Одна из возможностей избежать этой неопределенности заключается в модификации существующих

зондирующих сигналов. Еще раз обратимся к неравенству (1). Его можно трактовать как условие для синтеза сложного сигнала, в котором интервал корреляции $t_c(\lambda)$ определяет общую длительность многоэлементного зондирующего сигнала, а правая часть неравенства — длительность его элементов. Сигналов, удовлетворяющих только выражению (1), можно найти достаточно много. Различны их свойства и главное — они отличаются уровнем боковых лепестков. При некогерентном рассеянии, когда рассеиватели распределены непрерывно, высокий уровень боковых лепестков может свести на нет попытку улучшить высотное разрешение.

Таким образом, при синтезе кодированного сигнала необходимы эффективные методы анализа его свойств, чтобы, получить, например, минимальный уровень боковых лепестков или компенсировать их полностью, как при использовании комплементарных последовательностей [6].

Такая задача не является новой [7,8] и изучение характеристик сложных сигналов опирается, как правило, на графические отображения [6,8,11], что ограничивает возможности анализа. Рассмотрение становится более эффективным, если воспользоваться представлением сигнала НР случайным многомерным вектором [12].

Обратимся к противоречиям, вытекающим из общей тенденции изменения локальных параметров ионосферной плазмы (см. таблицу). Для неискаженных измерений регулярной составляющей высотного хода электронной концентрации ниже максимума ионизации длительность простого импульса не может быть больше 200 мкс. В то же время именно на этих высотах интервал корреляции имеет наибольшие значения. Из этого следует, что применение для этого диапазона высот кодированных сигналов с большой длительностью ограничено малыми значениями радиолокационной задержки и переходными процессами в антенных коммутаторах. В то же время не имеет смысла их применение на высотах выше максимума ионизации, где малое соотношение сигнал/шум требует применение зондирующих сигналов с большой спектральной плотностью.

Таким образом, задача одновременного наблюдения за изменением параметров ионосферы по всей ее толще связана с применением составных сигналов [2]. Их синтезирование требует эффективных методов анализа, учитывающего специфику метода некогерентного рассеяния, в котором получение необходимого высотного разрешения есть только часть общей задачи измерений. Варианты такого составного сигнала рассмотрен, например, в [2,9].

Согласно выработанным правилам зондирующий сигнал составляется из различных частотных элементов, ориентированных на конкретные интервалы высот: нижняя ионосфера, область максимума ионизации, и, наконец, область выше максиму-

Таблица 1. Значения длительности идеального прямоугольного импульса, при которых методическая погрешность не превышает одного процента.

h км	Δh км	$2\Delta h/c$ мкс	Минимальная длительность импульса мкс						$2\Delta f$ кГц
Лето (полдень)									
200	30	200	3900	1300	880	440	220	165	5
300	30	200	2300	760	500	250	125	95	5
500	37	250	2100	700	470	230	110	90	23
700	100	670	2000	660	440	220	110	80	28
1000	190	1270	1900	640	430	210	100	80	33
Частота, МГц			50	150	225	450	900	1200	150
Зима (полночь)									
200	—	—	5200	1750	1150	580	290	220	4
300	33	220	3100	1050	700	350	175	130	4
500	27	180	2900	960	640	320	160	120	19
700	74	500	2800	920	600	300	150	115	19
1000	170	1100	2700	900	600	300	150	110	19
Частота, МГц			50	150	225	450	900	1200	150

ма ионизации. Элементы могут быть кодированы по фазе или амплитуде, причем вся совокупность свойств сигнала реализуется в общей серии посылок, длительность которых определяется возможными импульсного передатчика.

В представленном ниже варианте, который только иллюстрирует подход к проблеме синтеза, используются три элемента, предназначенные для высот: выше максимума ионизации — элемент на частоте f_1 с наибольшей энергией, для максимума ионизации используется частота f_2 (два фазоманипулированных импульса). Для наиболее низких уровней ионосферы используется элемент с переклещением частоты f_3/f_4 , чем реализуется амплитудная манипуляция (см. рис. 1).

Для поиска наилучшего варианта и предлагается аналитический аппарат, который построен на представлении сигнала некогерентного рассеяния многомерным случайным вектором [12].

3. Используемая модель

Примем, что ионосферная плазма локализована в объеме V и на неё падает монохроматическая волна. Поле рассеянной в обратном направлении волны будет складываться из полей от каждого из электронов

$$E(R, t) = -\frac{r_e^2}{R} E_0 \exp(\omega_0 t) \times \int_V N_e(\mathbf{r}, t) \exp(-2ik_0 z) dx dy dz, \quad (3)$$

где ω_0 и E_0 — угловая частота и амплитуда поля падающей волны; r_e — классический радиус электрона; R — расстояние до центра рассеивающего объема; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор; $N(\mathbf{r}, t)$ — функ-

ция распределения электронной концентрации. Так как вклад её регулярной составляющей равен нулю, то величина $E(R, t)$ при длине волны значительно большей дебаевского радиуса экранирования r_D есть результат сложения случайных некоррелированных сигналов от распределенных в пространстве образований с размерами, значительно большими длины волны. Отсюда следует, что структуру поля, падающего на антенну, можно описать в терминах случайного многомерного вектора, что дает возможность представить сигнал на выходе радиоприемного устройства как результат преобразования этого вектора в линейной инерционной системе.

В установленном режиме, который соответствует непрерывному излучению монохроматической волны, спектр сигнала на выходе совпадает со спектром флуктуаций электронной плотности.

При импульсном зондировании ионосферы продольные размеры рассеивающего объема V определяются длительностью импульса, поперечные — диаграммой направленности антенны, а сам объем непрерывно перемещается.

Представим рассеивающий объем в виде совокупности из n одинаковых элементов с продольными размерами Δh каждый:

$$cT/2 \gg \Delta h \gg r_D. \quad (4)$$

Интервал времени, в течение которого будет происходить рассеяние на одном таком элементе, определяется его продольной координатой и ограничивается длительностью импульса. Мгновенное значение поля рассеянной волны в момент времени t для идеального прямоугольного радиоимпульса — это сумма независимых случайных величин

$$E(t) = e_1 a(t) + e_2 a(t) + \dots + e_n a(t),$$

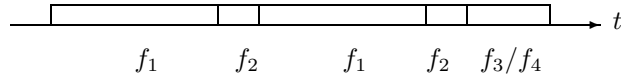


Рис. 1

где индексы $1, 2, \dots$ определяют положение рассеивающих элементов на радиолокационной развертке дальности. В момент времени $t + \tau$, если τ не превышает длительность импульса, только часть из прежней череды элементов будет участвовать в рассеянии, и, следовательно, автокорреляционная функция $\langle E(t)E(t+\tau) \rangle$ определяется не только флуктуационной, но и регулярной составляющей пространственного распределения электронов.

Перемещение импульса вдоль ионосферы приводит к тому, что радиоприемная система постоянно находится в переходном режиме, и при конечной полосе пропускания это сказывается на выходном сигнале.

4. Зондирующие импульсы

Пусть для зондирования используется радиоимпульс произвольной формы $A(t)$ длительностью T . Разобьем его на $n = T/\Delta T$ дискретных элементов и представим диагональной матрицей

$$A = \text{diag}(a_1, a_2, \dots, a_n).$$

Если $a_i = \rho_i \exp(\varphi_i)$ и $0 \leq \rho_i \leq 1$, то такой матрицей можно описать любой из используемых на практике зондирующих сигналов. Длительность элементов ΔT , определяющая продольные размеры элементов рассеивающего объема, должна удовлетворять неравенству (4). С другой стороны, длительность элементов должна быть достаточно короткой, чтобы отклик радиоприемной системы на этот элемент повторял бы ее импульсную переходную характеристику $g(t)$ (здесь также возможно использовать и свертку переходной характеристики с импульсом длительности ΔT , оценив изменение амплитуды рассеянного сигнала на этом интервале). Для системы с конечной полосой пропускания интервал, на котором $g(t)$ отлична от нуля, конечен, и эту функцию можно представить матрицей

$$G = \text{diag}(g_1, g_2, \dots, g_m),$$

где индекс элемента g_m соответствует интервалу, на котором заканчивается процесс релаксации в радиоприемной системе, возбужденной δ -импульсом. Общим для этих двух матриц является шаг дискретизации $t_q = \Delta T$, с которым непрерывные функции $A(t)$ и $g(t)$ заменяются их дискретными представлениями. В частности, выбирая $a_i = \pm 1$ и $g_i = \pm 1$, можно описать любой фазоманипулированный сигнал и согласованный с ним фильтр.

Рассмотрим общий случай зондирования, когда используется импульс произвольной формы и радиоприемный тракт с конечной полосой пропускания. Для случая вертикального зондирования реакция на выходе радиоприемного устройства на первый элемент зондирующего импульса a_1 , обусловленная рассеивателями, расположенными на высоте $h_0 = ct_0/2$, соответствуют отклику:

$$Z_0 a = a_1 u_0(t) g_1,$$

где $u_0(t)$ — сигнал на входе от элемента рассеивающего объема, расположенного на высоте h_0 , если элемент зондирующего сигнала имеет единичную амплитуду. К моменту времени t_0 в силу инерционных свойств фильтра сохраняется реакция на сигналы от нижележащих элементов, т.е.

$$Z_0 = (a_1 g_1 u_{0,0}, a_1 g_2 u_{-1,-1}, \dots, a_1 g_m u_{1-m,1-m}) \quad (5)$$

и таким образом инерционность радиоприемной системы проявляется в том, что любой мгновенный отсчет напряжения является линейной комбинацией напряжений от элементов объема, продольный размер которого определяется релаксационными процессами. В (5) продольная координата элемента объема определяется первым индексом, второй индекс связан с моментом появления сигнала на входе радиоприемной системы.

Реакция на каждый последующий элемент зондирующего сигнала соответствует выражению (5), и следовательно, реакция на всю совокупность из n элементов в линейной системе может быть описана как сумма элементов матрицы размером $n \times m$, где, напомним, n определяется длительностью зондирующего импульса $A(t)$, а m — импульсной переходной характеристикой $g(t)$:

$$Z_0 = \begin{pmatrix} a_1 g_1 u_{0,0} & \dots & a_1 g_m u_{1-m,1-m} \\ a_2 g_1 u_{-1,0} & \dots & a_2 g_m u_{-m,1-m} \\ \dots & \dots & \dots \\ a_n g_1 u_{1-n,0} & \dots & a_n g_m u_{2-m-n,1-m} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Рассматривая всю совокупность элементов в полученной матрице, можно увидеть, что они определяются матричным произведением

$$Z = AUG. \quad (7)$$

В этом выражении матрица U отображает пространственно-временные характеристики ионосферной плазмы, и ее элементы являются

мгновенными значениями коэффициента отражения от элементарного объема, положение которого в пространстве определяется первым индексом. Коэффициент отражения является случайной функцией времени, корреляционные свойства которой связаны с флуктуациями плотности электронов, а дисперсия пропорциональна их концентрации. При некогерентном рассеянии сигналы от разных высотных элементов рассеивающего объема некоррелированы вследствие электрического экранирования, если расстояние между ними больше дебаевского радиуса.

Рассмотрим преобразования, которым подвергается форма АКФ флуктуаций электронной плотности при зондировании идеальным прямоугольным импульсом. Как и выше, представим зондирующий сигнал и импульсную характеристику соответственно

$$A = \text{diag}(a_1, a_2, \dots, a_n), \quad a_i = a,$$

$$G = \text{diag}(g_1, g_2, \dots, g_m).$$

Как следует из (6), мгновенный отсчет в j -ый момент времени представляет сумму элементов матрицы:

$$Z_j = \begin{pmatrix} a_{11}u_{j,i} & \dots & a_{1m}u_{j-m+1,j-m+1} \\ a_{21}u_{j-1,i} & \dots & a_{2m}u_{j-m,j-m+1} \\ \dots & \dots & \dots \\ a_{n1}u_{j-n+1,i} & \dots & a_{nm}u_{j+2-m-n,j-m+1} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $a_{i,k} = a_i g_k, j = 1, 2, 3, \dots$

В частном случае, когда $a_i = 1$, имеем $a_{ik} = g_k$. Матрица Z_j отвечает текущему расположению зондирующего импульса в ионосфере и в ней можно выделить матрицу аппаратурных коэффициентов Z'_j , которые не зависят от положения импульса в ионосфере. Смещением столбцов матрица трансформируется к виду, который при заданных параметрах аппаратуры и алгоритме обработки позволяет проследить осуществляемые преобразования АКФ сигнала НР.

$$Z'_j = a \cdot \begin{pmatrix} g_1 \\ g_1 & g_2 \\ g_1 & g_2 & g_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} \\ g_1 & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & & & & g_{m-1} & g_m \\ & & & & & g_m \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$Z'_{j-1} = a \cdot \begin{pmatrix} g_1 \\ g_1 & g_2 \\ g_1 & g_2 & g_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} \\ g_1 & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & g_2 & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & & g_3 & \dots & g_{m-1} & g_m \\ & & & & g_{m-1} & g_m \\ & & & & & g_m \end{pmatrix}, \quad (10)$$

т.е. матрица Z'_{j-1} выделяет элементы объема, смещенные на одну высотную позицию вниз. Аналогично, матрица $Z'_{j-\tau}$ выделяет элементы объема, смещенные относительно Z'_j на τ позиций вниз. Так как корреляция между соседними высотами отсутствует, то элементы матриц (9) перемножаются построчно и при усреднении дают для АКФ

$$\langle Z_j Z_{j-\tau} \rangle = \sum_{h=1}^{m+n-\tau-1} \times \sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^m z_{h,i} \cdot z_{h+\tau,k} \cdot R_h(|i-k-\tau-1|), \quad (11)$$

здесь $R_h(\tau)$ — распределение АКФ флуктуаций электронной плотности вдоль луча.

Если используется сигнал по типу, представленному на рис.1, то результирующая АКФ рассчитывается аналогично тому, как это было сделано выше для каждой из посылок: (см. рис. 2).

Затем результаты суммируются.

При построении кодированного сигнала, состоящего из группы посылок одинаковой длительности (alternating code), матричное представление позволяет составить систему уравнений, которая описывает уровни боковых лепестков зондирующего сигнала [9].

Действительно, пусть фазоманипулированная посылка из n элементов при приеме декодируется. Декодирование состоит в том, что n последовательных отсчетов умножаются на $+1$ или -1 в соответствии с используемым кодом. Тогда результат декодирования можно отобразить матрицей

$$S(n \times n) = \begin{pmatrix} a_1 c_1 u_{0,0} & \dots & a_1 c_n u_{n-1,n-1} \\ a_2 c_1 u_{-1,0} & \dots & a_2 c_n u_{n-2,n-1} \\ a_3 c_1 u_{-2,0} & \dots & a_3 c_n u_{n-3,n-1} \\ \dots & \dots & \dots \\ a_n c_1 u_{1-n,0} & \dots & a_n c_n u_{0,n-1} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $a_i = \pm 1, c_i = a_i$ — элементы декодирующей матрицы $C = \text{diag}(c_1, c_2, \dots, c_n)$.

На главной диагонали матрицы (12), где $a_i c_i = \alpha_{11} = 1$, находится разрешаемый элемент рассеивающего объема, в побочных — элементы, создающие помеху. При корреляционной обработке вклад

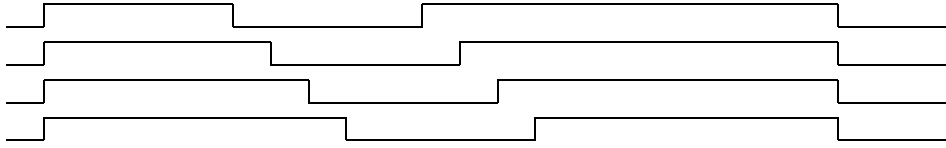


Рис. 2

последних в измеряемую АКФ для $\tau \neq 0$ зависит от кода. Следовательно, используя изменение кода от посылки к посылке, можно влиять на уровень помех. Условием их полного отсутствия является решение, вытекающее из системы уравнений:

$$\sum_{j=1}^l \left(\sum_{p=1}^{n-|i|-k} \alpha_{i,p} \alpha_{i,p+k} \right)_j = 0;$$

$$i = 1 - n, \dots, n - 1, \quad i \neq 0, \quad k = 1, \dots, n - 1. \quad (13)$$

Здесь j — порядковый номер одной из l посылок, состоящих из n элементов, индексы k и i относятся к номеру ординаты АКФ и высотным уровням соответственно.

Частный случай решения (12) для $n = 7$ и $l = 4$ дает следующую группу семиэлементных кодов:

$$A_i(7 \times 4) = \begin{pmatrix} + & + & - & + & - & - & + \\ + & - & + & - & - & - & + \\ + & - & - & - & + & + & - \\ + & - & - & - & - & - & - \end{pmatrix},$$

где "+" означает нулевой сдвиг фазы несущей, знак "-" означает сдвиг по фазе, равный π . Ниже для этой группы даны матрицы коэффициентов α_{ik} (представленные их знаками), которые соответствуют выражению (11). Видно, что для всех побочных диагоналей сумма произведений из (12) в общем случае отлична от нуля, но их суммирование для всей группы кодов дает нуль:

$$\begin{pmatrix} + & - & - & - & - & - & - \\ - & + & + & + & + & + & + \\ - & + & + & + & + & + & + \\ - & + & + & + & + & + & + \\ - & + & + & + & + & + & + \\ - & + & + & + & + & + & + \\ + & - & - & - & + & + & - \\ - & + & + & + & - & - & + \\ - & + & + & + & - & - & + \\ - & + & + & + & - & - & + \\ + & - & - & - & + & + & - \\ + & - & - & - & + & + & - \\ - & + & + & + & - & - & + \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} + & - & + & - & - & - & + \\ - & + & - & + & + & + & - \\ + & - & + & - & - & - & + \\ - & + & - & + & + & + & - \\ - & + & - & + & + & + & - \\ - & + & - & + & + & + & - \\ + & - & + & - & - & - & + \\ + & + & - & + & - & - & + \\ + & + & - & + & - & - & + \\ - & - & + & - & + & + & - \\ + & + & - & + & - & - & + \\ - & - & + & - & + & + & - \\ - & - & + & - & + & + & - \\ + & + & - & + & - & - & + \end{pmatrix}$$

Интересно отметить еще одно свойство представленной группы. Сигнал некогерентного рассеяния принимается на фоне шума. При обработке кодированного сигнала шум претерпевает изменения. Так как шум и сигнал — независимые случайные процессы с нулевым математическим ожиданием, то корреляционная функция их суммы и после декодирования равна сумме корреляционных функций. Это позволяет найти:

$$R_{nc}(\tau) = \begin{cases} R_n(0), & \tau = 0, \\ 0, & \tau > 0, \end{cases}$$

где $R_{nc}(\tau)$ и $R_n(\tau)$ — АКФ шума до и после декодирования. Полученное выражение означает, что в процессе согласованной обработки такого кодированного сигнала происходит "подавление" шума на всех задержках τ , кроме $\tau = 0$.

Амплитудное кодирование (0,1) и представление сигнала рассеяния многомерным случайным вектором [9–12] также дает возможность синтезировать сигналы, повышающие высотное разрешение, и строить алгоритмы обработки, позволяющие корректировать отдельные недостатки используемой аппаратуры.

5. Заключение

Таким образом, предлагаемый подход к анализу и синтезу сигналов для зондирования ионосферы методом некогерентного рассеяния позволяет анализировать их свойства, а также выбирать оптимальный вариант обработки рассеянного сигнала.

Список литературы

- [1] Рогожкин Е.В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния // Ионосферные исследования. – М.: - 1979. - N 27. - С. 46–59.
- [2] Рогожкин Е.В. Оптимизация зондирующего сигнала при исследовании структуры и динамики ионосферы методом некогерентного рассеяния. / 14 Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. – М., - 1984. - С. 108–109.
- [3] Perkins F.W. Physical and computational considerations in the interpretation of Thomson scatter spectra // Aeronomy Lab. – Urbana: - 1967. - N 19. - P. 15–23.
- [4] Tarantola A. Inverse problem theory: methods for data fitting and model parameter estimation // – Elsevier: - Amsterdam. - 1987. - 225 p.
- [5] Holt J.M., Rhoda D.A., Tetenbaum D., Eiken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Science. - 1992. - V. 27, N 3. - P. 435–447.
- [6] Ruster R. Radar measurements of waves in the lower stratosphere // Geoph. Res. Lett. - 1978. - V. 5, N 6. - P. 555–558.
- [7] Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР - 1969. - V 57, N 4. - С. 139–177.
- [8] Gray R.W., Farley D.T. Theory of incoherent scatter measurements using compressed pulses // Radio Science. - 1973. - V 8. - P. 123–131.
- [9] Рогожкин Е.В. Кодирование при ионосферных измерениях методом НР // Ионосфера, Сб. научных трудов. - 1991. - Т. 1, Вып. 1. - С. 77–88.
- [10] Lehtinen M.S., Haggstrom I. A new modulation principle for incoherent scatter measurements // Radio Science. - 1987. - V 22. - P. 625–634.
- [11] Sulzer M.P. Recent incoherent scatter techniques // Adv. Space Research. - 1989. - V 9, N 5. P. 153–162.
- [12] Рогожкин Е.В. Представление сигнала НР N -мерным случайным вектором. / 16 Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. Харьков. - 1990. – 110 с.