



ВЕСТНИК

**НАЦИОНАЛЬНОГО ТЕХНИЧЕСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
«ХПИ»**

23'2004

Харьков

ВЕСТНИК НАЦИОНАЛЬНОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА "ХПИ"

Сборник научных трудов
Тематический выпуск
"Радиофизика и ионосфера"

23'2004

Издание основано Национальным техническим университетом
"Харьковский политехнический институт" в 2001 году

Государственное издание
Свидетельство Госкомитета по
информационной политике Украины
КВ № 5256 от 2 июля 2001 года

КООРДИНАЦИОННЫЙ СОВЕТ:
Председатель

Л.Л.Товажнянский, д-р техн. наук, проф.

Секретарь координационного совета
К.А.Горбунов, канд. техн. наук

А.П. Марченко, д-р техн. наук, проф.,

Е.И. Сокол, д-р техн. наук, проф.

Е.Е. Александров, д-р техн. наук, проф.,

Т.С. Воропай, д-р фил. наук, проф.,

М.Д. Годлевский, д-р техн. наук, проф.,

А.И. Грабченко, д-р техн. наук, проф.,

В.Г. Данько, д-р техн. наук, проф.

В.Д. Дмитриенко, д-р техн. наук, проф.

П.А. Качанов, д-р техн. наук, проф.,

В.Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.

В.А. Лозовой, д-р фил. наук, проф.

О.К. Морачковский, д-р техн. наук, проф.,

П.Г. Перерва, д-р техн. наук, проф.,

Н.И. Погорелов, д-р техн. наук, проф.,

М.И. Рьпенко, д-р техн. наук, проф.

В.Б. Самородов, д-р техн. наук, проф.

В.П. Себо, д-р техн. наук, проф.,

В.И. Таран, д-р физ.-мат. наук, проф.

Ю.В. Тимофеев, д-р техн. наук, проф.,

А.Ф. Шеховцов, д-р техн. наук, проф.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ответственный редактор:

В.И.Таран, д-р физ.-мат. наук, проф.

Ответственный секретарь:

Д.А. Дзюбанов, канд. физ.-мат. наук

В.М. Яковенко, д-р физ.-мат. наук,

акад. НАН Украины;

А.С. Мазманишвили, д-р физ.-мат. наук,
проф.,

Е.В. Рогожкин, д-р физ.-мат. наук, проф.

А.А. Мамалуй, д-р физ.-мат. наук, проф.

Л.Ф. Черногор, д-р физ.-мат. наук, проф.

Адрес редколлегии: 61002, Харьков,

ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",

Каф. Радиоэлектроники

Тел. (0572) 400-527

Харьков 2004

Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Радіофізика та іоносфера. – Харків: НТУ "ХПІ" 2004. – № 23. – 114 с.

В збірнику представлені теоретичні та практичні результати наукових досліджень та розробок, що виконані викладачами вищої школи, аспірантами, науковими співробітниками різних організацій та установ.

Для викладачів, наукових співробітників, спеціалістів.

В сборнике представлены теоретические и практические результаты исследований и разработок, выполненных преподавателями высшей школы, аспирантами, научными сотрудниками различных организаций и предприятий.

Для преподавателей, научных сотрудников, специалистов.

**Рекомендовано до друку Вченою радою НТУ "ХПІ"
Протокол № 6 від 4 червня 2004 р.**

© Національний технічний університет "ХПІ"

В.А. АНТОНОВА, канд. техн. наук, *В.Н. БОРЩЕВ*, д-р техн. наук,
А.Л. РЕЗНИК, (ГП НИТИ приборостроения, г Харьков)

РАСЧЕТ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОПЛАНАРНО СВЯЗАННЫХ ЛИНИЙ ПАКЕТА ПЛЕНОЧНЫХ КАБЕЛЕЙ

В статті приведена розроблена математична модель для розрахунку хвильового опору лінії передач пакета кабелів, що враховує скінчену ширину провідників багатопшарових копланарно зв'язаних ползкових ліній та результати досліджень залежності хвильового опору від геометричних розмірів провідників, зазорів між ними і товщини покривної плівки. Показана можливість отримання хвильового опору лінії передач кабелів до 45÷60 Ом.

In paper is offered the mathematical model for calculation of a characteristic impedances of lines of package of signal cable taking into account finite width of conductors of multilayer coplanar coupled lines, and outcomes of researches of dependence of a characteristic impedances of lines from geometrical sizes of conductors, clearances between them and thickness of a covering film is described. The possibility of obtaining of optimal characteristic impedances of transmissions lines is shown.

1. Введение. В экспериментальных исследованиях в области физики высоких энергий широко используются многоканальные детекторы заряженных частиц и ассоциированная с ними электроника считывания информации. При использовании детекторных модулей, сочетающих в одной конструкции позиционно-чувствительный детектор со схемами формирования и преобразования кодов в непосредственной близости от детектора, возникла необходимость в разработке пленочных кабелей, осуществляющих передачу сигнала устройствам оконечной электроники, расположенным вне зоны регистрации и идентификации элементарных частиц [1]. Гибкие пленочные кабели (ПК) на основе лакофольговых полиимидных диэлектриков обеспечивают необходимые электрические характеристики и обладают достаточной механической прочностью, необходимой в процессе сборки и регулировки регистрирующих устройств.

Использование копланарно связанных полосковых линий (КСПЛ) упрощает создание помехозащищенных сигнальных кабелей, сочетающих гибкость их конструирования и простоту сопряжения с электронными устройствами. Кабель может быть выполнен в виде одно- и трехслойной конструкции на основе фольгированного полиимида ФДИ-А-50 с алюминиевой металлизацией и расположенного сверху нее полиимидного адгезивного материала ПА [2].

Внутренняя трековая система (ВТС) современных коллайдеров представляет собой многоярусную систему детекторных модулей, установленных на несущих каркасах из углепластика. На одной из сторон каркаса треугольной формы установлены детекторные модули, а на двух других – уложены и за-

креплены в виде пакетов сигнальные ПК модулей. Для повышения помехозащищенности КСПЛ кабели уложены со сдвигом, обеспечивающим размещение сигнальных проводников между широкими проводниками возврата тока смежных кабелей.

Анализ характеристик КСПЛ осуществляется как квазистатическими, так и волновыми методами [3 - 5]. В работе [6] выполнен квазистатический анализ характеристик одиночного ПК при противофазном возбуждении сигнала с помощью конформных преобразований при конечных значениях толщины подложки и ширины проводников КСПЛ.

Целью данной работы является разработка математической модели для расчета волнового сопротивления КСПЛ пакета кабелей, учитывающей их конечную толщину, и проведение исследований зависимости волнового сопротивления от геометрических размеров проводников, зазоров между ними и толщины покрывной пленки.

Практический интерес представляет исследование зависимости волнового сопротивления ПК на основе фольгированного полиимида ФДИ-А-50 и покрывной пленки ПА с учетом технологических ограничений фотолитографического оборудования при изготовлении длинных кабелей (более 120 мм).

2. Математическая модель. Используя квазистатическое приближение, эффективную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{эфф}$, фазовую скорость $v_{фаз}$ и волновое сопротивление Z_0 , согласно [4, 6], можно определить из следующих соотношений:

$$\epsilon_{эфф} = C / C_0; \quad (1)$$

$$v_{фаз} = c / \sqrt{\epsilon_{эфф}}; \quad (2)$$

$$Z_0 = 1 / C v_{фаз}, \quad (3)$$

где C – погонная емкость линии передачи, C_0 – погонная емкость линии передачи при отсутствии диэлектрика; c – скорость света.

Структура КСПЛ пакета ПК детекторных моделей приведена на рис. 1.

Все проводники структуры имеют конечную толщину и обладают низким импедансом. Две связанные линии шириной $(b - a)$ расположены в зазоре $2c$ между проводниками возврата тока и находятся на подложке толщиной h_1 с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Две связанные линии разделены зазором шириной $2a$. Слой проводников защищен сверху полиимидной покрывной пленкой h_2 с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , включающей слой адгезива толщиной h_3 с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 .

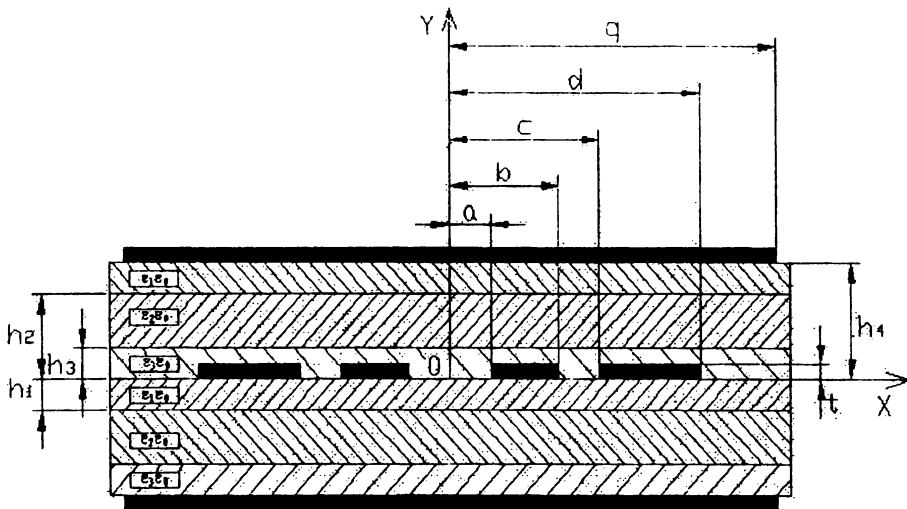


Рис. 1. Структура КСПМ пакета ПК детекторных модулей

Описанная структура обеспечивает два основных режима распространения сигналов – четный и нечетный. Общая емкость на единицу длины внутри пакета кабелей определяется как сумма частичных емкостей:

$$C_{\text{КСПМ}} = C_1 + C_2, \quad (4)$$

где C_1, C_2 , – емкости линий передачи верхнего и нижнего пространства в присутствии диэлектрика толщиной $h_4 = h_1 + h_2$ с диэлектрической проницаемостью ε , которая рассматривается, как средняя величина по поперечному сечению пространства [7]. Емкость на единицу длины кабеля, расположенного снаружи, определяется как сумма частичных емкостей:

$$C_{\text{КСПМ}} = C_0 + C_2, \quad (5)$$

где C_0, C_2 , – емкости линий передачи верхнего полупространства и нижнего пространства в присутствии диэлектрика толщиной $h_4 = h_1 + h_2$ с диэлектрической проницаемостью ε .

Анализ нечетного режима распространения сигналов можно упростить путем размещения “электрической стенки” в центре диэлектрической структуры. Частичная емкость свободного полупространства и области занятой диэлектриком рассчитывается с помощью ряда конформных преобразований, приведенных на рис. 2.

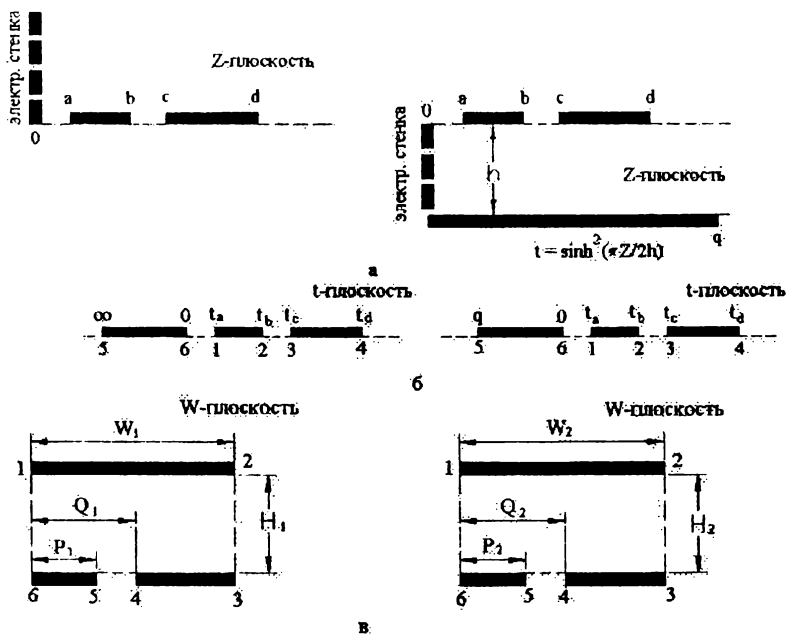


Рис. 2. Конформные преобразования к расчету частичной емкости

Конфигурация структуры на рис. 2,а с помощью преобразований $t = z^2$ и $t = \sinh^2(\pi z/2h)$ преобразуется в структуру, приведенную на рис. 2,б. Затем конфигурация структуры на рис. 2,б преобразуется в структуру на рис. 2,в с помощью следующих выражений:

$$\frac{W_1}{H_1} = \frac{K(k_{C1})}{K'(k_{C1})} = \alpha; \quad (6)$$

$$\frac{P_1}{W_1} = \frac{F\left(\arcsin\sqrt{\frac{c^2 - a^2}{c^2}}, k_{C1}\right)}{K(k_{C1})} = \beta; \quad (7)$$

$$\frac{Q_1}{W_1} = \frac{F\left(\arcsin\sqrt{\frac{d^2 - c^2}{d^2} \cdot \frac{c^2 - a^2}{c^2 - a^2}}, k_{C1}\right)}{K(k_{C1})} = \gamma; \quad (8)$$

$$\frac{W_2}{H_2} = \frac{K(k_{C2})}{K'(k_{C2})} = \alpha; \quad (9)$$

$$\frac{P_2}{W} = \frac{F\left(\arcsin \sqrt{\frac{\cosh^2(\pi q/2h) \sinh^2(\pi c/2h) - \sinh^2(\pi a/2h)}{\sinh^2(\pi c/2h) \cosh^2(\pi q/2h) + \sinh^2(\pi a/2h)}, k_{C_2}\right)}{K(k_{C_2})} = \beta, \quad (10)$$

$$\frac{Q_2}{W_2} = \frac{F\left(\arcsin \sqrt{\frac{\sinh^2(\pi d/2h) \sinh^2(\pi c/(2h)) - \sinh^2(\pi a/(2h))}{\sinh^2(\pi c/2h) \sinh^2(\pi d/(2h)) - \sinh^2(\pi a/(2h))}, k_{C_2}\right)}{K(k_{C_2})} = \gamma; \quad (11)$$

$$k_{C_1}^2 = \frac{c^2}{b^2} \cdot \frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}, \quad (12)$$

$$k_{C_2}^2 = \frac{\sin h^2(\pi c/(2h))}{\sin h^2(\pi b/(2h))} \cdot \frac{[\sin h^2(\pi b/(2h)) - \sin h^2(\pi a/(2h))]}{[\sin h^2(\pi c/(2h)) - \sin h^2(\pi a/(2h))]}, \quad (13)$$

где $F(\varphi, k)$ – неполный эллиптический интеграл 1-го рода.

Емкость структур на рис. 2, в можно рассматривать как сумму двух емкостей. В результате погонная емкость КСПЛ может быть описана следующими соотношениями:

$$C_0(\varepsilon_r) = \varepsilon_0 C_p(W_1/H_1, P_1/W_1, Q_1/W_1) + \varepsilon_0 \varepsilon_r C_p(W_2/H_2, P_2/W_2, Q_2/W_2); \quad (14)$$

$$C_p(\alpha, \beta, \gamma) = K(k_1)/K'(k_1) + K(k_3)/K'(k_3); \quad (15)$$

$$\frac{F(\arcsin(k_1/k_2), k_2)}{K(k_2)} = \frac{\beta}{\delta}; \quad (16)$$

$$\frac{F(\arcsin(k_3/k_4), k_4)}{K(k_4)} = \frac{1-\gamma}{1-\delta}; \quad (17)$$

$$\frac{K(k_2)}{K'(k_2)} = \alpha\delta; \quad (18)$$

$$\frac{K(k_4)}{K'(k_4)} = \alpha(1-\delta); \quad (19)$$

$$\delta = (\beta + \gamma)/2. \quad (20)$$

При подстановке (9) и (10) в формулу (1) получим выражение для расчета $\varepsilon_{\text{эфф}}$ КСПЛ ПК расположенного снаружи пакета с учетом диэлектрических свойств используемых материалов:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \left[\frac{K(k_1^1)}{K'(k_1^1)} + \frac{K(k_3^1)}{K'(k_3^1)} + \varepsilon_r \cdot \left(\frac{K(k_1^2)}{K'(k_1^2)} + \frac{K(k_3^2)}{K'(k_3^2)} \right) \right] \cdot \left[\frac{K(k_1^1)}{K'(k_1^1)} + \frac{K(k_3^1)}{K'(k_3^1)} + \frac{K(k_1^2)}{K'(k_1^2)} + \frac{K(k_3^2)}{K'(k_3^2)} \right]^{-1} \quad (21)$$

Для ПК, расположенных внутри пакета, эффективная диэлектрическая проницаемость практически определяется диэлектрическими свойствами полиимидной основы кабелей.

Волновое сопротивление многослойной КСПЛ на основе (1) - (3) определяется выражением:

$$Z_0 = 1 / \left(\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}} \cdot C_0 \cdot 3 \cdot 10^8 \right). \quad (22)$$

Приведенные формулы получены в предположении бесконечно малых толщин полосковых проводников. Практически металлизированный слой имеет конечную толщину t , которая влияет на характеристику линии передачи. Влияние толщины полосковых проводников на волновое сопротивление компланарно связанных линий передачи учитывает введение эффективных значений ширины полосок и зазоров.

Для КСПЛ, согласно [6], можно записать:

$$a_{\text{эфф}} = a - \frac{\Delta_1}{2}, \quad b_{\text{эфф}} = b + \frac{\Delta_1}{2}, \quad c_{\text{эфф}} = c - \frac{\Delta_2}{2}, \quad d_{\text{эфф}} = d + \frac{\Delta_2}{2}, \quad (23)$$

где

$$\Delta_1 = \left(\frac{1,25 \cdot t}{\pi} \right) \cdot \left[1 + \ln \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot (b - a)}{t} \right) \right]; \quad \Delta_2 = \left(\frac{1,25 \cdot t}{\pi} \right) \cdot \left[1 + \ln \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot (d - c)}{t} \right) \right].$$

Расчет величины волнового сопротивления одно- и трехслойной конструкций кабеля с различными изолирующими материалами произведен при использовании следующих исходных данных:

суммарная ширина КСПЛ равна $2d = 8760$ мкм;

величина зазора между проводниками связанных линий и проводниками возврата тока ($d - c$) равна величине зазора между связанными проводниками $2a$;

слой диэлектрика ФДИ-А-50 имеет толщину $h_1 = 20$ мкм и диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_1 = 3.5$;

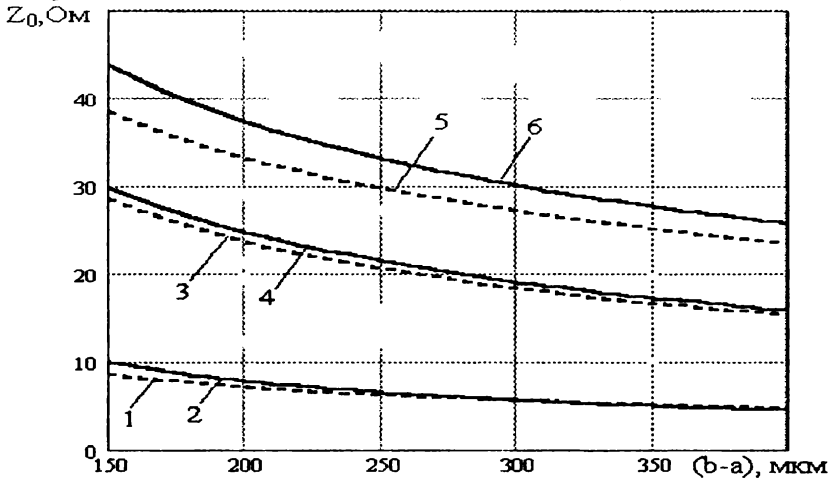
слой диэлектрика защитной слоя ПА, расположенного сверху слоя трасс, имеет минимальную толщину $h_2 = 50$ мкм, максимальную толщину $h_2 = 125$ мкм и диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_2 = 3.5$;

слой адгезива пленки ПА, выполненный на эпоксидно-каучуковой основе, имеет после прессования толщину равную $h_3 = 15$ мкм и диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_3 = 4.0$;

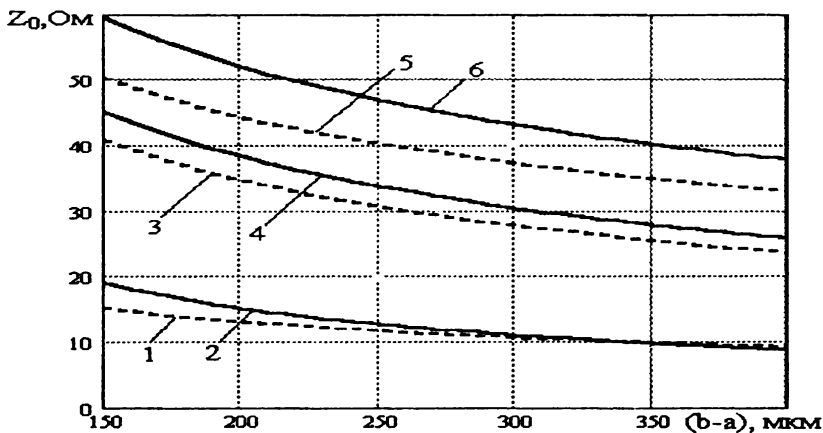
толщина полосковых проводников линии передачи составляет 30 мкм.

3. Результаты расчета волновых сопротивлений. Рассчитанные значения волновых сопротивлений для однослойной Z_{01} и трехслойной конструкций кабелей с использованием ленты ПА минимальной толщины – $Z_{03\text{мин}}$ и максимальной толщины – $Z_{03\text{макс}}$ для фиксированных значений ширины ($b - a$) проводников при изменении зазора между проводниками приведены на рис. 3. Диапазон изменения зазоров между проводниками ограничен, с одной сто-

роны, технологическими возможностями фотолитографического оборудования при изготовлении длинных кабелей (~150 мкм), с другой – конструктивными соображениями минимизации занимаемого объема (~400 мкм).



а)



б)

Рис. 3. Зависимость волнового сопротивления КСПЛ из одно- и трехслойных кабелей с защитной пленкой от ширины сигнального проводника при фиксированном зазоре между проводниками: а) ПК, расположен внутри пакета; б) ПК расположен снаружи пакета (1 – при $2a=150$ мкм, $h_1=20$ мкм; 2 – при $2a=250$ мкм, $h_1=20$ мкм; 3 – при $2a=150$ мкм, $h_4=85$ мкм; 4 – при $2a=250$ мкм, $h_4=85$ мкм; 5 – при $2a=150$ мкм, $h_4=160$ мкм; 6 – при $2a=250$ мкм, $h_4=160$ мкм).

4. Обсуждение результатов. На основе анализа полученных результатов можно сформулировать следующие закономерности:

для одной и той же ширины сигнального проводника в пакете однослойных кабелей по сравнению с пакетом трехслойных кабелей КСПЛ обладает меньшим волновым сопротивлением;

– увеличение зазора между проводниками с 150 до 250 мкм приводит к увеличению волнового сопротивления для однослойных конструкций кабелей в 1.1 – 1.3 раза и для трехслойных конструкций в 1.1 – 1.2 раза;

– волновое сопротивление кабелей, расположенных снаружи пакета, на 10 – 15 Ом больше, чем таковое для кабелей, расположенных внутри пакета.

Следует обратить внимание на практическое отсутствие изменения волнового сопротивления КСПЛ в однослойных конструкциях кабелей при ширине сигнальных проводников 300 – 350 мкм, что должно обеспечить незначительный разброс сопротивления в реальных конструкциях кабеля с возможными отклонениями ширины проводников в ходе технологических операций.

В заключение следует отметить, что защищенные конструкции пленочных кабелей внутри пакета обеспечивают получение волновых сопротивлений линий передач в диапазоне 15 – 45 Ом, а однослойные конструкции – до 10 Ом.

Приведенная математическая модель позволяет проводить анализ допустимых отклонений, при которых характеристики сигнального кабеля удовлетворяют предъявляемым требованиям, а также может быть использована при расчете волновых сопротивлений пакета при различных зазорах между ПК.

На данном этапе проводятся работы по определению оптимальных характеристик кабелей в составе работающих модулей кремниевых микростриповых детекторов в проекте “ALICE” (A Large Ion Collider Experiment, CERN) [1].

Список литературы: 1. *ALICE. Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)*. ALICE TDR4, CERN/LHCC 99-12, 18 June, 1999. 2. *Материалы для производства печатных плат* / З.Н. Воробьев, Л.Л. Ушакова, Е.П. Вишнякова и др. // *Технология и конструирование в электронной радиоаппаратуре*, 1993, №2, С. 55 - 57. 3. *Проектирование интегральных устройств СВЧ: Справочник* / Ю.Г. Ефремов, В.В. Конин, Б.Д. Солганик и др. К.: Техника, 1990, 159 с. 4. *Chen E., Chou S.Y. Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: Modeling and Experiments* // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1997, Vol. 45, № 6, P. 939 - 945. 5. *Cheng K.-K.M. Analysis and synthesis of coplanar coupled lines on substrates of finite thicknesses* // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1996, Vol. 44, № 4, P. 636 - 639. 6. *Антонова В.А., Борщев В.Н., Резник А.П. Расчет волнового сопротивления копланарно связанных линий пленочного кабеля* // *Вест. НТУ «ХПИ»*. Сб. научн. тр. Харьков, 2003, № 7, С. 3 – 10. 7. *Svacina J. Analysis of multiplayer microstrip lines by a conformal mapping method* // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1992, Vol. 40, № 4, P. 769 - 772.

Поступила в редколлегию 27.04.2004

Д. П. БЕЛОЗЁРОВ, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИОНОСФЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ НР

У статі розглядається можливість урахування перетворень при вимірюванні параметрів іоносфери методом некогерентного розсіяння.

The chances of account transformations measuring during incoherent scatter are discussed in the article.

Введение. Радиофизический метод исследования ионосферы – метод некогерентного рассеяния радиоволн (НР) при оснащении исследовательских установок современными вычислительными средствами позволяет получать информацию о вертикальной структуре ионосферы и протекающих в ней процессах в интервале высот 100 ÷ 3000 км.

Суть метода НР заключается в том, что распространяющаяся в плазме электромагнитная волна рассеивается на неоднородностях электронной концентрации, которые создаются вследствие теплового движения частиц. В зависимости от используемой длины волны спектры рассеяния различны, и если длина волны существенно больше дебаевского радиуса (например, $\lambda = 2$ м), то спектр рассеяния определяется коллективными свойствами плазмы и её взаимодействием с внешними полями. В этом случае характер рассеяния связан с тепловым движением ионов, и они определяют форму и ширину спектра, по которому с привлечением существующей теории можно определить локальные параметры плазмы [1 - 5, 7].

Существующая теория НР [1] позволяет в большинстве реальных случаев решать *прямую задачу*: находить спектр и (или) автокорреляционную (АКФ) функцию сигнала НР. Особенность решения *обратной задачи* на импульсных радарх НР проявляется в процедуре многократного решения прямой задачи до тех пор, пока найденный вектор ионосферных параметров по выбранному критерию не будет удовлетворять данным эксперимента [7].

Целью данной работы является выработка этого критерия, базирующегося на модели измерительных преобразований при зондировании ионосферы методом НР.

Обсуждение. Согласно [8], при заданных в виде диагональных матриц зондирующем сигнале $A(n \times n) = (a_{ii})$ и импульсной характеристике радиоприемной системы $G(m \times m) = (g_{ii})$ мгновенное значение напряжения сигнала на её выходе может быть выражено через сумму элементов матрицы-произведения

$$Z = A \times U \times G. \quad (1)$$

К: следует из [6], участвующий в рассеянии столб ионосферы с продольным размером $cT_u/2$ формируется диаграммой направленности антенны. Его рассеивающие свойства можно описать матрицей $U = (u_{ik})$ которая с шагом по высоте $ct_q/2$ и шагом по времени t_q полностью определяется пространственным распределением флуктуаций электронной плотности в ионосферной плазме в интервале высот $h_0 - cT_u/2$. Элементы матрицы (u_{ik}) – это мгновенные значения коэффициента отражения от элементарных объемов v_i , положение которых в пространстве зафиксировано в первом индексе. Коэффициент отражения является случайной функцией времени (второй индекс), коэффициент корреляции которой определяется флуктуациями плотности электронов, а дисперсия пропорциональна их концентрации.

Каждый j -й отсчет напряжения на выходе радиоприемного устройства фиксирует положение радиопульса в ионосфере и мгновенные значения напряжений на выходе радиоприемного устройства, что согласно (1) можно представить суммой элементов матрицы

$$Z_j = \begin{bmatrix} \alpha_{11}u_{j,j} & \alpha_{12}u_{j-1,j-1} & \alpha_{13}u_{j-2,j-2} & \alpha_{1m}u_{j-m+1,j-m+1} \\ \alpha_{21}u_{j-1,j} & \alpha_{22}u_{j-2,j-1} & \alpha_{23}u_{j-3,j-2} & \alpha_{2m}u_{j-m,j-m+1} \\ \alpha_{31}u_{j-2,j} & \alpha_{32}u_{j-3,j-1} & \alpha_{33}u_{j-4,j-2} & \alpha_{3m}u_{j-m-1,j-m+1} \\ \alpha_{n1}u_{j-n+1,j} & \alpha_{n2}u_{j-n,j-1} & \alpha_{n3}u_{j-n-1,j-2} & \alpha_{nm}u_{j+2-m-n,j-m+1} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$j > m + n,$$

из которой можно выделить матрицу коэффициентов

$$\begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} & \alpha_{1m} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{2m} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} & \alpha_{3m} \\ \alpha_{n1} & \alpha_{n2} & \alpha_{n3} & \alpha_{nm} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где каждый элемент $\alpha_{ik} = a_i g_k$ определяется параметрами аппаратуры, которые необходимо знать при решении прямой задачи.

Выражение (2) описывает мгновенное значение сигнала НР, однако напрямую оно не применимо в практике моделирования, т.к. рассеяние является случайным процессом, и оно может быть описано, например, с использованием АКФ флуктуаций электронной плотности.

Задача измерительной установки заключается в получении оценки АКФ сигнала рассеяния, что сводится к повысотному выполнению операций вида

$$\sum_j^{n-k} Z_j Z_{j+k}, \quad k = 0, 1, 2 \quad (n-1) \quad (4)$$

При моделировании перемножение и усреднение отсчетов должно учитывать, что коррелируют только те элементы, которые соответствуют одной высоте. Результат представляет собой линейную комбинацию АКФ флуктуаций электронной плотности от всей совокупности высот, которые охватывает выборка. Весовые коэффициенты для каждой ординаты от аппаратурных коэффициентов (3) и высотного положения элемента объема равны v_i . Отсюда следует и способ решения прямой задачи:

- задаются зондирующий сигнал A , импульсная характеристика G и объём выборки l ;
- рассчитывается матрица коэффициентов (3);
- рассчитывается матрица весовых коэффициентов w_{jk} ;
- задается высотный ход АКФ флуктуаций электронной плотности (матрица (u_{ik})), используя модель ионосферы. Он описывают нижеследующей таблицей.

Таблица 1

Изменения АКФ флуктуаций электронной плотности с высотой

Задержкат - kt								
K	0	1	2	3	P
h_{max}	R_{m0}	R_{m1}	R_{m2}	R_{m3}	R_{m4}	R_{mp}
...	
h_i	R_{i0}	R_{i1}	R_{i2}	R_{i3}	R_{i4}	R_{ip}
...	
h_{11}	$R_{11,0}$	$R_{11,1}$	$R_{11,2}$	$R_{11,3}$	$R_{11,4}$	$R_{11,p}$
h_{10}	$R_{10,0}$	$R_{10,1}$	$R_{10,2}$	$R_{10,3}$	$R_{10,4}$	$R_{10,p}$
h_9	$R_{9,0}$	$R_{9,1}$	$R_{9,2}$	$R_{9,3}$	$R_{9,4}$	$R_{9,p}$
h_8	$R_{8,0}$	$R_{8,1}$	$R_{8,2}$	$R_{8,3}$	$R_{8,4}$	$R_{8,p}$
h_7	$R_{7,0}$	$R_{7,1}$	$R_{7,2}$	$R_{7,3}$	$R_{7,4}$	$R_{7,p}$
h_6	$R_{6,0}$	$R_{6,1}$	$R_{6,2}$	$R_{6,3}$	$R_{6,4}$	$R_{6,p}$
h_5	$R_{5,0}$	$R_{5,1}$	$R_{5,2}$	$R_{5,3}$	$R_{5,4}$	$R_{5,p}$
h_4	$R_{4,0}$	$R_{4,1}$	$R_{4,2}$	$R_{4,3}$	$R_{4,4}$	$R_{4,p}$
h_3	$R_{3,0}$	$R_{3,1}$	$R_{3,2}$	$R_{3,3}$	$R_{3,4}$	$R_{3,p}$
h_2	$R_{2,0}$	$R_{2,1}$	$R_{2,2}$	$R_{2,3}$	$R_{2,4}$	$R_{2,p}$
h_1	$R_{1,0}$	$R_{1,1}$	$R_{1,2}$	$R_{1,3}$	$R_{1,4}$	$R_{1,p}$

Применяя матрицу весовых коэффициентов, получим высотный ход АКФ сигнала рассеяния в виде усредненных значений с шагом по высоте

$ct_1/2$. Далее эти данные можно объединять, суммируя по любому числу l с произвольным смещением по шкале высот.

Выводы. Представленные выше результаты могут быть применены для контроля экспериментальных данных и, соответственно, всей технологической цепочки их обработки. Контроль предполагает использование современной компьютерной техники и организуется следующим образом [8].

1. Результаты ионосферных измерений, зафиксированные в виде высотных профилей параметров, которые определяют характер флуктуаций электронной плотности, аппроксимируют непрерывными аналитическими функциями.

2. На их основе и в соответствии с теорией НР формируют массивы автокорреляционных функций флуктуаций электронной плотности (см. табл. 1).

3. Для использованных зондирующего импульса и импульсной характеристики радиоприемного тракта рассчитывается матрица коэффициентов (3).

4. Данные по п.2 и полученную аппаратную матрицу используют для решения прямой задачи применительно к тому варианту разбиения на высотные участки, который реализуется в реальной аппаратуре обработки.

Если исключить ошибки измерений характеристик аппаратуры, то в отсутствие помех результаты решения прямой задачи для заданного высотного интервала и измеренные АКФ должны совпадать. Различия, которые можно оценивать использованием метода наименьших квадратов, могут отражать неадекватность используемых алгоритмов обработки, недостаточную разрешающую способность по высоте, или некорректное применение теоретических представлений (например, об ионном составе).

Дальнейшее развитие исследований заключается в учете статистической погрешности, возникающей в реальных ионосферных измерениях.

Список литературы: 1. *Farley D.T., Dougerty J.P., Barron D.W.* A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // Proc.Roy.Soc. 1961, v. A263, p. 238 - 258. 2. *Рогожкин Е.В.* Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала НР // Ионосферные исследования. №27, М., 1979, С. 46 - 59. 3. *Рогожкин Е.В.* Кодирование при ионосферных измерениях методом НР // Ионосфера. Сб. науч. тр. Харьков. Вып.1, 1991, С. 77 - 88. 4. *Рогожкин Е.В.* Кодирование элементов составного сигнала при НР // Вестн. Харьк. политехн. ин-та. 1988, № 259: Исслед. ионосферы методом НР. Вып. 6, С. 19 - 26. 5. *Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С.* Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. 1. Структурные особенности. 2. Методы анализа // Вестник ХГПУ. Харьков. Вып. 31, С. 54 - 68, 1999. 6. *Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С.* Анализ зондирующих сигналов для исследования ионосферы методом НР // Электромагнитные явления. Харьков. Т. 1, № 4, 1998, С. 545 - 551. 7. *Пуляев В.А.* Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР радиоволн // Радиотехника: Всеукр. междувед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129, С. 98 - 102. 8. *Рогожкин Е.В., Белозёров Д.П.* Анализ возможности контроля результатов ионосферных измерений при НР // Вестник НТУ "ХПИ". 2002, № 9, т. 5, С. 61 - 64.

Поступила в редколлегию 18.04.04

Е.И. ГРИГОРЕНКО, зав сектором, *С.А. ПАЗЮРА*, м. н. с.,
В.И. ТАРАН, д-р физ.-мат. наук, Институт ионосферы,
Л.Ф. ЧЕРНОГОР, д-р физ.-мат. наук, ХНУ имени В.Н. Каразина

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ МАГНИТОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ХАРЬКОВЕ

Проведено дослідження ефектів магнітосферних електричних полів за даними іоносферних спостережень радару некогерентного розсіяння в Харкові під час магнітних збурень. Показано, що імпульс електричного поля в іоносфері над Харковом, викликаний нестаціонарністю магнітосферних електричних полів та їх проникненням до середніх широт, привів до дестабілізації у поведінці області F іоносфери під час надсильної магнітної бурі 30 травня 2003 р. та став причиною аномальної іоносферної бурі 21 березня 2003 р.

Effects of magnetosphere electric fields during geomagnetic storms are studied from the results of ionosphere observations with the Kharkov incoherent scatter radar. It is shown, that electric field pulse in the ionosphere over Kharkov, associated with the non-stationary magnetosphere electric fields and its penetration in the middle latitudes resulted in destabilizing of F region behavior during the severe magnetic storm on May 30, 2003 and caused the anomalous ionosphere storm on March 21, 2003.

Введение. Расположение харьковского радара некогерентного рассеяния (НР) позволяет исследовать эффекты, связанные с ионосферно-магнитосферным взаимодействием глубоко во внутренней плазмосфере (геомагнитная широта 45.7° , $L \approx 2.0$). В спокойных условиях среднеширотная ионосфера почти полностью экранируется электрическим полем поляризации от воздействия магнитосферного электрического поля, генерируемого у магнитопаузы при взаимодействии солнечного ветра (СВ) с геомагнитным полем. Во время магнитных бурь (МБ) возмущенный солнечный ветер сжимает магнитосферу Земли, происходит усиление магнитосферных электрических полей. С ростом геомагнитной активности эффекты этих полей охватывают не только высокие широты, но и средние, а также низкие широты, дестабилизируя поведение ионосферы, технологическую деятельность человека в космосе и на поверхности Земли и воздействуя на его здоровье. Ионосферные эффекты электрических полей разнообразны [1]. Во время бури интенсивные поля передаются вдоль геомагнитных силовых линий в ионосферу высоких широт, где они вызывают нагрев заряженных и нейтральных компонент, это в конечном итоге приводит к перестройке глобальной термосферной циркуляции и состава термосферы, которая может простираться от высоких широт до экватора. Далее, усиление электрического поля в хвосте магнитосферы вызывает смещение к экватору области застоя конвекции и главного ионосферного провала (ГИП), горячей зоны вместе с плазмопаузой и других структур. В средних широтах эти явления наблюдаются редко. На

радаре НР в Харькове они были зарегистрированы, например, во время крайне сильной ($K_p=9$) МБ 25 сентября 1998 г. и сверхсильной ($K_p=8$) МБ 29 – 30 мая 2003 г. Такие события развиваются вблизи полуночи и могут продолжаться в течение нескольких часов. Они вызывают глубокие изменения в поведении ионосферы. Результаты наблюдений процессов, сопутствовавших указанным бурям, подробно описаны нами в [2 – 4].

Более часто в средних и низких широтах наблюдаются эффекты, связанные с быстрыми возмущениями параметров СВ во время солнечных бурь. Они приводят к нестационарным изменениям магнитосферных электрических полей и проникновению их в средние и низкие широты за счет ослабления экранирующего поля поляризации. В средних широтах напряженность электрического поля может возрасти до нескольких десятков милливольт на метр, что достаточно для возникновения значительных эффектов в F2-области. Их изучение важно для прогнозирования возмущенной ионосферы. При этом данные единственного в среднеширотной Европе харьковского радара НР удачно восполняют пробел в глобальных моделях ионосферы, которые построены, в основном, по результатам измерений радаров американского континента. Отсюда возникла актуальность исследования дестабилизирующего воздействия магнитосферных электрических полей на состояние среднеширотной ионосферы над Харьковом.

Целью работы является анализ ионосферных эффектов, связанных с нестационарными изменениями магнитосферных электрических полей с характерным временем, меньшим времени перестройки экранирующего поля поляризации.

Результаты наблюдений. Нами проанализированы результаты наблюдений двух геокосмических бурь, происходивших в 2003 г.

Аномальная ионосферная буря 21 марта 2003 г. Особенностью данной бури явился ее двухфазный характер. При этом сильнейшая отрицательная фаза бури (с уменьшением концентрации электронов N_m до 5.3 раз) была отнесена к аномальной, поскольку она протекала на фоне умеренного возмущения геомагнитного поля ($A_p=29$, $K_p=5$). Смена фаз бури произошла 20 марта в заходный период в интервале времени 17.00 – 18.00 (рис. 1). В это время зарегистрировано необычное уменьшение высоты z_mF2 максимума области F2 ионосферы на 50 км в течение 17.00 – 18.00, за которым последовало быстрое увеличение z_mF2 примерно на 200 км (рис. 1,а). Необычное поведение z_mF2 сопровождало переход от положительной к отрицательной фазе бури (рис. 1,б). Скорее всего, причиной резкого перепада высоты z_mF2 и смены фаз бури был импульс электрического поля над Харьковом с зональной компонентой, меняющей направление с запада на восток и имеющей значения $E \approx -10$ и $+(15 - 20)$ мВ/м. Импульс, вероятно, связан с проникновением магнитосферного электрического поля в средние широты во время интенсивной суббури ($AE=1200 - 1500$ нТл) (см. рис. 1,б).

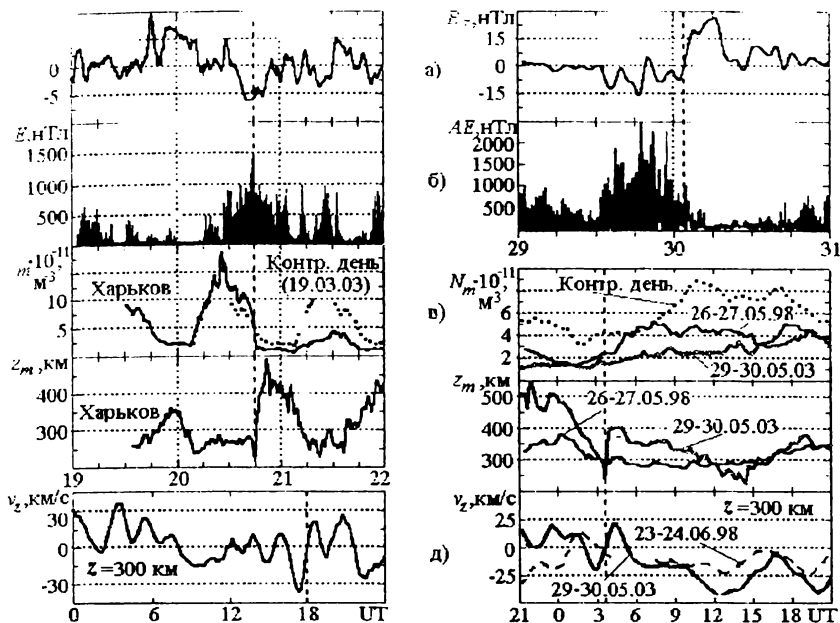


Рис. 1. Временные вариации B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) (а), AE -индекса (б), электронной концентрации N_m в максимуме области F2 (в), высоты максимума z_m F2 (г), вертикальной скорости плазмы v_z (д) во время МБ 20–21 марта 2003 г. (даты указаны вдоль оси абсцисс, пунктиром отмечено условно время прохождения импульса электрического поля и его отклика в ионосфере)

Рис. 2. То же для МБ 29–30 мая 2003 г.

Исследованы причины, вызвавшие быстрый рост высоты z_m F2 на 200 км вслед за ее снижением в заходный период. Показано, что рост z_m F2 мог быть результатом регулярного обращения меридионального ветра $v_{\text{мк}}$ к экватору при заходе Солнца (оно дало увеличение z_m F2 на ~ 50 км), дополнительного усиления $v_{\text{мк}}$ за счет высокоширотного джоулева нагрева термосферы во время МБ (рост еще на 50 км), а также дестабилизирующего воздействия импульса электрического поля в ионосфере над Харьковом (увеличение z_m F2 на ~ 100 км). Модельные расчеты показали, что уменьшение электронной концентрации N_m в 1.9 раза (рис. 1, в) явилось результатом снижения z_m F2 (рис. 1, г) и увеличения нисходящей скорости плазмы v_z (рис. 1, д) при смене фаз бури, что положило начало аномальной отрицательной ионосферной бури.

Сверхсильная ($A_p=89$, $K_p=8$) магнитная буря 29 – 30 мая 2003 г. Ей предшествовали интенсивные рентгеновские вспышки на Солнце класса X1.3 и X3.6, произошедшие в ночь 27 – 28 мая 2003 г. Буре сопутствовали значительные изменения структуры, динамики и теплового режима ионосферной плазмы. В течение главной фазы МБ, в ночь 29 – 30 мая, были заре-

гистрированы глубокое падение λ (до 4 раз), нагрев плазмы до значений дневных температур (2400 – 3200 К). Уменьшение относительной концентрации ионов водорода во внешней ионосфере более чем на порядок величины. Эти изменения были связаны со смещением ГИП и горячей зоны вместе с плазмопаузой на широту харьковского радара. Наряду с этим обнаружены эффекты проникновения нестационарных магнитосферных электрических полей. Зарегистрировано необычное квазипериодическое возмущение скорости v_z (рис. 2,д) в восходный период на фоне нарушения утреннего нарастания N_m (рис. 2,в), резкого перепада z_mF2 вниз – вверх (рис. 2,з) и деформации слоя. Эти события, вероятно, стали результатом наложения эффектов от различных источников в условиях геомагнитных возмущений. Одним из них, по-видимому, было проникновение в средние широты импульса электрического поля с компонентой $E_y \approx 20$ мВ/м, направленной на восток. Его источником в магнитосфере мог стать наблюдавшийся резкий поворот компоненты B_z ММП (рис. 2,а) с юга на север и изменение динамического давления СВ.

Обсуждение результатов и выводы. Исследованы динамические процессы в ионосфере, связанные с нестационарностью магнитосферных электрических полей и их проникновением в средние широты, во время МБ 21 марта и 30 мая 2003 г. Сравнение результатов показало, что эффекты дестабилизирующего воздействия на ионосферу импульса электрического поля (с зональной компонентой $|E_y| = 10 - 20$ мВ/м) были идентичны и значительны. К ним относятся уменьшение электронной концентрации N_m в 1.2 – 1.9 раза, резкий перепад высоты z_mF2 вниз – вверх на 100 – 200 км, квазипериодические возмущения скорости плазмы v_z , изменяющие направление v_z . Показано, что дестабилизирующие эффекты электрических полей, вызванные магнитной бурей даже умеренной интенсивности, могут стать причиной аномальной ионосферной бури (21 марта), сопровождаемой значительными изменениями состояния ионосферы. Анализ свидетельствует, что смена фаз и развитие аномальной бури были возможны при определенных геофизических условиях. Такие условия были реализованы в заходный период (при прохождении солнечного терминатора на высотах области F) вблизи равноденствия, когда обращение меридионального ветра к экватору совпадает со временем захода Солнца. Полученные результаты представляют интерес для разработки модели возмущенной ионосферы региона Центральной Европы.

Список литературы: 1. Buonsanto M. J. // Space Science Reviews, 1999, v. 88, pp. 563 – 601. 2. Григоренко Е.И., Лысенко В.Н., Таран В.И., Черногор Л.Ф. // Успехи современной радиоэлектроники. 2003, № 9, С. 57 – 94. 3. Григоренко Е.И., Пазюра С.А., Пуляев В.А., Таран В.И., Черногор Л.Ф. // Космічна наука і технологія, 2004, т. 10, № 1. 4. Григоренко Е.И., Лысенко В.Н., Пазюра С.А., Таран В.И., Черногор Л.Ф. // Космічна наука і технологія, 2004, т. 10, № 1.

Поступила в редколлегию 30.04.04

Д.А.ДЗЮБАНОВ, канд. физ.-мат. наук, Институт ионосферы
И.Г.ЗАХАРОВ, канд. физ.-мат. наук, ХНУ имени В.Н. Каразина
М.В.ЛЯШЕНКО, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

РЕГРЕССИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ОБЛАСТИ F2 ИОНОСФЕРЫ ОТ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Досліджено залежність електронної концентрації у максимумі області F2 іоносфери (N_m) в 12 годин місцевого часу від рівня сонячної активності (CA). Для кожного місяця розраховано коефіцієнти нелінійної регресії залежності N_m від CA. Далі коефіцієнти регресії використовувались для розрахунку сезонних варіацій N_m . Встановлено, що розраховані та отримані за експериментальними даними сезонні варіації N_m близькі між собою при будь-якому рівні CA. Розглянуто особливості сезонних варіацій N_m при різному рівні CA та їх можливі причини.

Dependence of the F-region electron density peak (N_m) for 12 LT from the solar activity level is investigated. The regression's coefficients of dependence of the N_m from the solar activity for every month had calculated. Then regression's coefficients had used for calculation of seasonal variations of the N_m . Good agreement between calculated and an experimental seasonal variation of the N_m under any solar activity level is obtained. The features and possible reasons of the seasonal variations of the N_m for different solar activity level are considered.

Введение. В настоящее время одним из важных направлений исследования околоземной космической плазмы является построение моделей ионосферы. Однако, несмотря на прогресс в области моделирования состояния ионосферной плазмы, проблема построения новых моделей и усовершенствование уже существующих остается актуальной.

Как показано ранее [1-3], используемые в настоящее время на практике модели не всегда корректно отражают пространственно-временное распределение параметров ионосферы в конкретных геофизических условиях. Большинство современных моделей построены на массивах экспериментальных данных, полученных из сети ионосферных станций североамериканского региона. При сравнении с экспериментальными данными, полученными в восточном полушарии, в них наблюдаются существенные различия в распределении основных параметров ионосферы. Включение в ионосферные модели данных для регионов с более редкой сетью станций представляется одним из основных способов повышения точности современных ионосферных моделей. Данные харьковского радара НР как нельзя лучше подходят для этой цели, особенно с учетом того, что радар является единственным в Европе стабильным источником параметров среднеширотной ионосферы не только в ее максимуме, но и до высоты 1000 и более километров, где измерения с помощью ионозондов невозможны. Принимая во внимание [4, 5], что изменения

ионосферных параметров монотонны на дальностях ~ 1000 км (за исключением высокоширотной ионосферы), данные радара могут быть использованы для создания региональной модели ионосферы. Эти модели, представляя самостоятельный интерес для решения прикладных задач в заданном регионе, могут оказаться полезными для корректировки глобальных моделей [6, 7].

Целью работы является установление зависимости электронной концентрации области F2 ионосферы от солнечной активности и расчет соответствующих коэффициентов регрессии по данным харьковского радара НР.

Результаты и обсуждение. На начальном этапе для оценки пригодности имеющихся данных НР для построения региональной модели использованы данные полуденных значений электронной концентрации N_m в максимуме области F2 ионосферы. Выбор данного параметра обусловлен следующим. Электронная концентрация в максимуме области F2 ионосферы является одним из основных параметров, определяющим характеристики распространения радиоволн. Кроме того, этот параметр является наиболее доступным параметром ионосферы, получаемым на обширной сети станций ионосферного зондирования, что создает условия для сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными в исследуемом регионе.

Для описания зависимости ионосферных параметров от уровня солнечной активности (СА) использованы усредненные за солнечный оборот значения индекса $F_{10,7}$ (здесь и далее знак усреднения опущен). Использование таких значений $F_{10,7}$ обусловлено тем, что изменения индекса $F_{10,7}$ и, тем более, интенсивности УФ [8] за один солнечный оборот значительно меньше его изменений в 11-летнем цикле СА, и не могло существенно повлиять на результаты расчетов.

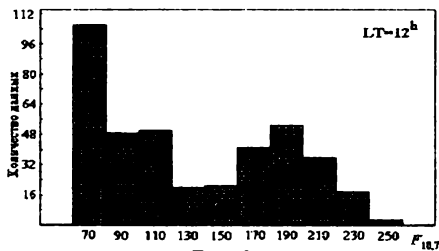


Рис. 1.

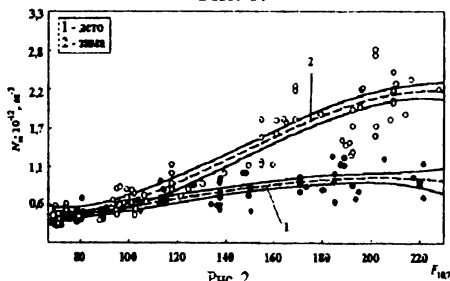


Рис. 2.

Как известно, N_m явно зависит от следующих параметров: сезона, СА и магнитной активности. Распределение данных по уровням СА заметно различалось (рис. 1). Максимальное число данных имеется для минимума и максимума СА, тогда как промежуточных значений $F_{10,7}$ в полтора раза меньше. Нужно отметить, что такая закономерность является общей для существующих параметров СА, и устранить ее, увеличивая ряд экспериментальных данных, нельзя. Зависимость N_m от магнитной активности обусловлена использованием для расчетов не медианных, а измеренных (ежедневных)

ачений. Действительно, в большинстве случаев (примерно 2/3 от общего числа) наиболее высокие и наиболее низкие для данного уровня СА значения N_m приходились на периоды геомагнитных возмущений. Однако значительная часть отклонений N_m (примерно 1/3) приходилась на низкие значения магнитного индекса A_p . Их причиной могли быть волновые процессы, почти постоянно присутствующие в ионосфере. Поэтому, независимо от уровня магнитной активности, из исходного ряда были исключены те значения N_m , которые при данном уровне СА превышали уровень 3σ , здесь σ – среднеквадратическое отклонение. Всего было исключено 28 значений, или примерно 6 % от исходного объема данных. Далее полагалось, что N_m зависит только от двух параметров – сезона и уровня СА. На рис. 2 представлен пример регрессионных зависимостей N_m от СА для зимы и лета. Коэффициенты регрессий определялись для каждого месяца отдельно. Ввиду существенной неоднородности данных по уровню СА нельзя гарантировать, что данная выборка в полной мере отражает свойства генеральной совокупности, поэтому для оценки достоверности, кроме стандартной оценки с использованием доверительных интервалов, использовали методы группировки и изменения длины ряда. В нашем случае метод группировки состоял в том, что тип зависимости N_m от СА для каждого месяца должен соответствовать выбранному для всего объема данных, а сезонные вариации коэффициентов регрессии должны быть сопоставимыми по характеру и относительной величине с известными сезонными вариациями исследуемого параметра. Также использовался контроль результатов расчетов по независимой переменной: кроме соответствия коэффициентов регрессий N_m от СА заданному уровню достоверности (уровень значимости $p < 0,05$), рассчитанные по ним значения N_m должны отображать известные особенности сезонных вариаций этого параметра, хотя явно сезон при расчетах не учитывался.

Зависимость N_m искали в виде:

$$N_m = a + b F_{10,7} + c F_{10,7}^2 + d F_{10,7}^3$$

Основываясь на результатах предыдущих исследований [9, 10] и предварительных оценках для рассматриваемого ряда, слагаемые выше третьего порядка не рассматривались. При использовании для расчетов всех данных, коэффициенты регрессии для полиномов от 1-го до 3-го порядков были достоверны ($p < 0,001$, $p < 0,05$ и $p < 0,01$, соответственно). Среднеквадратическая погрешность восстановления исходного ряда была почти одной и той же, независимо от порядка полинома, однако характерные особенности зависимости N_m от СА, прежде всего ограничение роста N_m при высоком уровне СА, отображалось только при использовании полинома третьего порядка. Учет нелинейных членов регрессии позволил адекватно описать вариации N_m для всех сезонов. Необходимость их учета указывает на то, что состояние ионо-

сферы, особенно дневной, в значительной мере определяется не только интенсивностью ионизирующего излучения, но и другими процессами. Наиболее значительными, особенно зимой [11], являются процессы переноса, обусловленные перестройкой глобальной термосферной циркуляции при изменении СА. Летом могут оказаться существенными изменения химического состава (увеличение относительного вклада тяжелых молекул), а также увеличение скорости рекомбинации электронов, вызванное возбуждением колебательных уровней N_2^+

Среднеквадратическая погрешность расчета N_m составила $2,3 \cdot 10^{11} \text{ м}^3$, или 22,7 %. Учитывая, что сравнение проводилось с реальными измерениями, а не с медианными значениями, как это делается обычно, полученную точность можно оценить как высокую.

При изменении уровня СА меняется не только амплитуда, но и положение максимумов N_m по времени года. Для большей наглядности рассмотрим сезонный ход более детально. На рис. 3 приведен сезонный ход рассчитанных значений N_m при различных уровнях СА. Нужно отметить, что экспериментальные значения N_m имеют такой же сезонный ход; выбор представленных данных (расчет) определяется только простотой расчета для заданного уровня СА. Видно, что фаза сезонных вариаций N_m смещается на более раннее время

года; наиболее заметным смещение является для весеннего равноденственного максимума.

На рис. 4 представлен пример распределения погрешностей $\Delta N = N_p - N$ для января и июня. Анализ погрешностей показал, что их распределение близко к нормальному – по критерию χ^2 уровень достоверности $p < 0.01$. Некоторое нарушение симметрии вызвано, прежде всего, погрешностью расчета N_m для магнитовозмущенных условий. Наличие в разностях между рассчитанными и измеренными значениями N_m эффектов магнитных бурь указывает на то, что в полученной модели, несмотря на использование не усредненных значений N_m , в значительной мере удалось исключить влияние магнитных бурь, так что рассчитанные значения соответствуют спокойным условиям (точнее, типичным условиям для данного месяца, т. е. для фонового уровня геомагнитной активности).

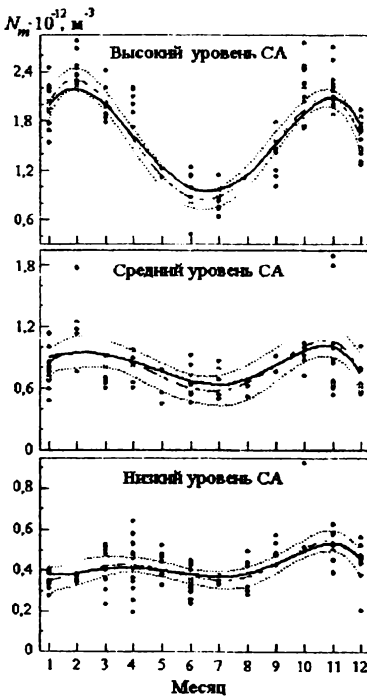


Рис. 3.

При более подробном рассмотрении сезонных вариаций N_m выяснились следующие закономерности. Хорошо известным фактом является смещение равноденственных максимумов к зимнему солнцестоянию (см. например, [12]) при увеличении СА вследствие расширения временного интервала, при котором реализуются условия для проявления эффекта сезонной аномалии. Однако, в рассмотренном случае смещение осеннего максимума не согласуется с данным процессом: наиболее заметной особенностью сезонных вариаций N_m является смещение равноденственных максимумов к началу года. Реальность такого смещения подтверждается тем, что смещается и положение минимумов. В результате, все основные фазы сезонных вариаций N_m смещаются примерно на 20 суток, весной смещение более значительное. Кроме того, аналогичное смещение равноденственных максимумов N_m ранее было установлено по многолетним данным ионозонда ст. Москва [13], т. е. ионозонда,

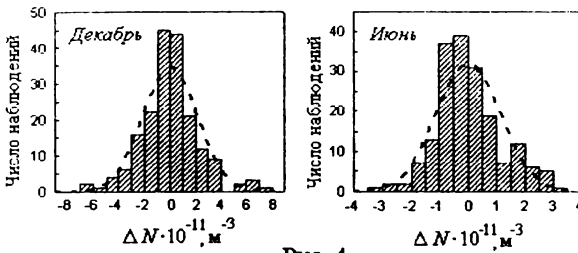


Рис. 4.

расположенного на той же долготе и всего на несколько градусов севернее, чем харьковский радар НР. Расчеты по модели IRI [10] показали, что данная модель не отражает отмеченные особенности сезонных вариаций N_m .

Таким образом, выявленная закономерность сезонного хода N_m не вызывает сомнения. Для ее объяснения обратимся к работам, в которых исследовали причины появления равноденственных максимумов электронной концентрации в области F2 [14]. Показано, что их появление определяется вкладом двух основных процессов: перестройкой фоновой (без учета периодов магнитных бурь) термосферной циркуляции при изменении уровня магнитной активности и дополнительным нагревом термосферы за счет подъема на ионосферные высоты и диссипации планетарных и приливных волн; роль второго процесса преобладает.

Выводы. Показано, что данные харьковского радара НР целесообразно использовать для повышения точности моделирования параметров ионосферы над центральной Европой. Отсутствие ежедневных измерений несколько усложняет процедуру моделирования, но при использовании методов развѐдочного анализа данных и дополнительного контроля за результатами расчетов – не препятствует получению надежных результатов. Примененные методики могут быть полезными и при решении других задач геофизики.

Выявлены закономерности сезонных вариаций электронной концентрации области F2, существенные для оценки роли физических процессов, опре-

деляемых взаимодействием различных слоев атмосферы и особенностями глобальной атмосферной циркуляции.

Установлено смещение сезонных максимумов A_m над Харьковом к началу года при повышении уровня СА. Данная закономерность аналогична установленной ранее для ст. Москва и может быть обусловлена подъемом на ионосферные высоты и последующей диссипацией планетарных и приливных волн и зависимостью этого процесса от уровня СА.

Высказано предположение, что вклад перестройки глобальной циркуляции в эти процессы на высотах максимума области F2 существенно меньше, что не исключает усиление роли этого процесса на больших высотах.

Авторы благодарят проф. Черногора Л.Ф. за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы, а также Емельянова Л.Я., Склярова И.Б., Черняка Ю.В., Кононенко А.Ф. за проведение экспериментов.

Список литературы: 1. Дзюбанов Д.А., Захаров И.Г., Ляшенко М.В. Вариации электронной концентрации ионосферы в спокойных условиях по данным харьковского радара НР // Вестник НТУ «ХПИ». Сб. научн. тр. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». 2003, т. 4, № 7, С. 31 - 34. 2. Григоренко Е.И., Дзюбанов Д.А., Лысенко В.Н., Таран В.И., Черногор Л.Ф. Магнитная, ионосферная и атмосферная бури большой интенсивности в сентябре 1998 г. Сравнение результатов и моделирование // Космічна наука і технологія. 2003, т. 9, № 4, С. 49 - 66. 3. Захаров И.Г., Ляшенко М.В. Сравнение экспериментальных и модельных значений полного электронного содержания в ионосфере над Восточной Европой // Радиофизика и радиоастрономия. 2003, т. 8, № 3, С. 280 - 286. 4. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы, Ленинград. 1980, 190 с. 5. Soicher H., Klobuchar J.A., Goodman J.M. Ionospheric effects on radio systems // Radio Sci. 1985, 20, № 3, p. 259. 6. Kailiang D., Jinming M. Comparison of total electron content calculated using the IRI with observations in China. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1994, 3, p. 417 - 422. 7. Коченова Н.А., Гонсалес Х.С., Лазо Б., Лоус Л., Мелендес Б., Хиль Х. Модельные представления суточных изменений летнего слоя F2 над Кубой // Геомагнетизм и аэрономия 1990, т. 30, № 4, С. 620 - 623. 8. Красинец М.В., Нусинов А.А. Зависимость $F_{10,7}$ от индексов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 1991, т.31, № 4, С. 741 - 742. 9. Ching B.K., Chiu Y.T. A phenomenological model of global ionosphere electron density in the E-, F1- and F2-regions // J. Atmos. Terr. Phys. 1973, 35, № 9, p. 1615 - 1630. 10. Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Sci. 2001, 36, № 2, p. 261 - 275. 11. Sethia G.C., Bayley G.J., Moffett R.J., Hargreaves J.K. A modeling of the effects of neutral air winds on electron content at mid-latitudes in winter // Planet. Space Sci. 1984, 32, № 5, p. 535 - 542. 12. Брунелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М., 1988, 528 с. 13. Захаров И.Г., Тырнов О.Ф. Влияние фазы солнечной активности на сезонные изменения электронной концентрации области F2 ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1986, т.26, № 5, С.847 - 849. 14. Rishbeth H., Sedgemore-Schulthess K.J.F., Ulich T. Semiannual and annual variations in the height of the ionospheric F2-peak // Ann. Geophysicae. 2000. 18, p. 285 - 299.

Поступила в редколлегию 18.04.04

М.Н. ДОЛГОДУШ, ад'юнкт АГЗ України,
В.М. КОМЯК, канд фіз.-мат. наук, ст.н.с. ІРЭ НАН України,
О.Е. МАРЫКИВСКИЙ, канд фіз.-мат. наук, ст.н.с. ІРЭ НАН України
(г. Харьков).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИРОДНОЙ ПОЖАРНОЙ ОПАСНОСТИ В ЛЕСУ

Розглядаються можливості використання авіаційних засобів дистанційного зондування (ДЗ) природного середовища для визначення випромінювальних характеристик надгрунтового покриття з метою визначення природної пожежної небезпеки (ППН) лісу. Показано, що задача визначення ППН ідентична задачі дослідження радіаційного індексу сухості.

The possibilities of using of air means of a remote environment are considered. The purpose - definition of natural fire danger of a wood. Is shown, that the given problem is identical to the research problem of a radiation index of dryness.

Постановка проблеми. До недавнього часу розвиток методів дистанційного зондування в різних частках електромагнітного спектра було цілком направлено на визначення окремих параметрів земної поверхні – вологості, температури, засоленості ґрунту і т.д. Передбачалося, що споживачі дистанційної інформації по окремих параметрах об'єкта оцінять його стан і зможуть прийняти рішення.

Особливістю дистанційних методів є те, що вони орієнтовані на визначення параметрів, традиційно використовуваних в різних галузях науки і народного господарства для характеристик природних об'єктів. Ці окремі параметри широко використовуються в більшості випадків по тій причині, що вони можуть визначатися достатньо простими засобами ще в той період, коли дистанційні методи не отримали широкого розвитку. Це природно, так як немає сенсу використовувати ті параметри, які не можуть бути визначені або їх визначення пов'язано з необґрунтовано високими витратами. Розвиток дистанційних методів дозволяє в даний час ставити задачу визначення таких характеристик досліджуваної середовища, які є нетрадиційними, але можуть виявитися корисними, зокрема в прикладному аспекті. В ряді випадків взаємозв'язок електромагнітних полів з такими характеристиками може бути представлений у вигляді достатньо простих і адекватних фізических моделей, що дозволяють вирішувати обернені задачі нескладними методами в реальному масштабі часу. К таким нетрадиційним для ДЗ параметрам можна віднести показники

природной пожарной опасности в лесу. Данные о ППО необходимы для оперативной работы при борьбе с лесными пожарами, планирования и размещения комплекса противопожарных мероприятий, разработки и усовершенствования средств и способов борьбы с огнем и целому ряду других вопросов охраны леса от пожаров [1, 2]. В соответствии с описанной в [1] методикой пожарная опасность определяется путем вычисления показателей влажности покрова (ПВ – 1) и влажности подстилки (ПВ – 2) после осадков разной величины.

Анализ последних достижений и публикаций. Показатели ПВ – 1 и ПВ – 2 разработаны на основе экспериментальных исследований изменений послышной влажности лесных горючих материалов в зависимости от метеорологических факторов, обуславливающих эти изменения. Фактором, определяющим увлажнение лесных горючих материалов, были выделены осадки (мм), а испарение влаги – величина $t(t - \tau)$ по замерам в дневные часы. Здесь t – температура воздуха, τ – температура точки росы. Обоснованием использования $\sum t(t - \tau)$ как фактора, обеспечивающего испарение влаги, содержащейся в лесных горючих материалах, явилась выявленная связь $\sum t(t - \tau)$ с суммой радиационного баланса (кал/см².сутки). Коэффициент корреляции $r = 0,985$. В работе [3] было показано, что знание реальной влажности лесных горючих материалов может существенно повысить точность определения ППО. При этом предполагалось, что эти данные могут быть получены с борта летательного аппарата средствами ДЗ.

Реализация такой схемы определения ППО является весьма сложной и недостаточно надежной [4], поскольку требует: дистанционных измерений одновременно в нескольких спектральных интервалах I_1, \dots, I_N соответственно числу N измеряемых параметров природных объектов; адекватных физических или статистических моделей взаимосвязи типа

$$I_1 = \psi_1 (n_1, \dots, n_N), \tag{1}$$

$$I_N = \psi_N (n_1, \dots, n_N);$$

корректного решения системы уравнений типа (1) для определения параметров n_N ; моделей оценки общего состояния S по величинам n_N . Каждая из перечисленных задач представляет собой достаточно сложную и не всегда надежно решенную проблему.

Другим возможным способом оценки состояния природных объектов по данным дистанционных измерений является установление прямой зависимости измеряемого сигнала I_N (или его характеристик) с общим состоянием объекта S , т.е. описание его состояния в единицах, непосредственно измеряемых дистанционными датчиками. В этом случае решение задачи включает два этапа: выбор параметра (или параметров) I и точное определение характери-

стики C ; установление взаимосвязи $C = F(I_N)$ с целью определения состояния объекта C по данным дистанционных измерений I_N .

Весьма значительный интерес представляет возможность перейти от характеристик природных объектов традиционными параметрами к характеристике их состояния параметрами, непосредственно измеряемыми дистанционными методами (например, яркостной температурой в радиодиапазоне). Наличие такой возможности позволяет избежать «набегающих» ошибок моделей, особенно многопараметрических, которые значительно возрастают при решении обратных задач.

Цель работы – изучение возможности использования дистанционного СВЧ-радиометрического метода для оценки такого «нетрадиционного» (с прикладной точки зрения) интегрального параметра земной поверхности, как природная пожарная опасность в лесу. В работе предпринята попытка с помощью использования простых моделей установить взаимосвязь основного радиометрического параметра – яркостной температуры в радиодиапазоне с неким интегральным природным параметром. Для этого рассмотрены некоторые теоретические аспекты этой взаимосвязи.

Постановка задачи и ее решение. Первая попытка в этом направлении была сделана в [5], где была показана связь яркостной температуры в радиодиапазоне с радиационным индексом сухости.

Яркостная температура $T_{я}$, общепринятая мера собственного радиотеплового излучения, может быть представлена в виде:

$$T_{я} \cong \epsilon(\epsilon^*) \Gamma_0, \quad (2)$$

где $\epsilon(\epsilon^*)$ – коэффициент излучения почвы; ϵ^* – ее комплексная диэлектрическая проницаемость; T_0 – термодинамическая температура почвы.

Известно, что величина ϵ почвы зависит, прежде всего, от ее влажности и значительно в меньшей степени (почти на порядок) от других параметров – плотности, степени минерализации и др. В [5] было получено приближенное (с погрешностью ~ 5%) соотношение для яркостной температуры

$$T_{я} \cong k_1 \frac{T_0}{k_2 W + 1}. \quad (3)$$

где W – объемное влагосодержание почвы (г см^{-3}); k_1 – коэффициент, зависящий от ее плотности и имеющий смысл коэффициента излучения абсолютно сухой почвы; k_2 – некоторый коэффициент, зависящий от длины волны принимаемого излучения и степени минерализации почвенного раствора. В виде (3) яркостная температура в радиодиапазоне соответствует широко известному интегральному показателю – радиационному индексу сухости.

В радиодиапазоне суточные вариации температуры почвы (надпочвенного покрова и подстилки) практически не оказывают влияния на яркостную температуру $T_{я}$. Как показано в [5], крутизна зависимости $T_{я}(W)$ практически на порядок превышает крутизну зависимости $T_{я}(T_0)$.

Для полного соответствия результатов ДЗ измеряемым параметрам, собственное радиотепловое излучение исследуемого слоя должно полностью формироваться этим слоем. Это требование приводит к необходимости проведения измерений яркостных температур лесных горючих материалов в миллиметровом диапазоне радиоволн, где из-за достаточно высокого поглощения в напочвенном покрове [6] излучение полностью формируется тонким (5 – 10 см) слоем, что позволяет с достаточно высокой точностью определить параметр ПВ – 1. Для определения параметра ПВ – 2 необходимо проводить измерения $T_{я}$ в более длинноволновом (например, сантиметровом) диапазоне радиоволн.

В [5] был использован безразмерный интегральный параметр, называемый радиационным индексом сухости,

$$S = \frac{R}{Lx}, \quad (4)$$

где R – годовой радиационный баланс; x – годовые осадки; L – скрытая теплота испарения.

Выводы. С учетом $R \approx \sum (t - \tau)$ для выбранного для анализа интервала времени можно утверждать, что яркостная температура в радиодиапазоне полностью коррелирует с искомым параметром ППО, и по измерениям $T_{я}$ с борта летательного аппарата, например, системой раннего обнаружения лесных пожаров [3], можно строить прогнозные карты пространственного распределения ППО.

При этом, как отмечено и в [5] для радиационного индекса сухости, измеряемые радиометром мгновенные значения радиояркостных температур не являются в полной смысле величинами, соответствующими природной пожарной опасности. Яркостная температура соответствует скорее «мгновенным» значениям ППО, т.е. является оценкой текущего состояния природных объектов.

Список литературы: 1. *Определение природной пожарной опасности в лесу* / С.М. Вонский, В.А. Жданко, В.И. Корбут и др. – Л.: ЛенНИИЛХ. – 1975. – 38 с. 2. *Літвін М.В.* Прогнозування настання пожежонебезпечного періоду в лісах // Коммунальное хозяйство городов. – К.: Техника.

1998. – Вып. 15. – С. 190-193. 3. *Покровский Р.Л.* Ранее обнаружение очагов ландшафтных пожаров и прогноз динамики их распространения: дис. к. т. н.: 21.06.02. – Харьков, 2002. – 221 с. 4. *Реутов Е.А.* О взаимосвязи поля собственного СВЧ и ИК-излучения природных объектов с их состоянием // Исслед. Земли из космоса. – 1989. – № 1. – С. 70-76. 5. *Реутов Е.А., Шутко А.М.* О взаимосвязи радиояркостной температуры с радиационным индексом сухости // Исслед. Земли из космоса. – 1987. – № 6. – С. 42-48. 6. *Валендик Э.Н., Богомолов А.А.* Дистанционная оценка влаго-содержания растительного напочвенного покрова по его СВЧ излучению // Прогнозирование лесных пожаров. Сб. статей. Красноярск: Ин-т леса и древесины, 1978. – С. 26-40.

Поступила в редакцию 4.05.04

Л.Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, Институт ионосферы (г Харьков)

ОБОСНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАДАРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДРЕЙФА ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Розглянуто аспекти забезпечення достовірних вимірів швидкості дрейфу іоносферної плазми методом некогерентного розсіяння. Наведено обґрунтування деяких параметрів радару НР

The aspects of ensuring of reliable ionospheric plasma drift velocity measurements by incoherent scatter method are considered. The substantiation of some parameters of IS radar is presented.

Вопросы достоверности и точности измерений вертикальной скорости дрейфа ионосферной плазмы V_z весьма актуальны, поскольку вертикальный перенос плазмы наряду с другими ионосферными процессами играет существенную роль в формировании области F ионосферы. Эффективность использования метода некогерентного рассеяния (НР) для определения скорости существенно зависит от рационального выбора параметров радару НР и методики обработки сигнала. Подобные вопросы рассматривались, например, в работах [1, 2, 3, 4, 5]. Целью данной работы является обосновать выбор некоторых методических характеристик, параметров зондирующего сигнала и аппаратуры радару применительно к среднеширотной ионосфере европейского региона.

Прежде всего, оценим диапазон вероятных значений V_z для среднеширотной ионосферы. Известно [1, 6, 7], что вертикальный перенос ионосферной плазмы происходит под влиянием трех основных процессов: амбиполярной диффузии, нейтрального ветра и дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях:

$$V_z = (V_D)_z + (V_n)_z + (V_E)_z, \quad (1)$$

где $(V_D)_z$, $(V_n)_z$, $(V_E)_z$ — вертикальные составляющие скоростей диффузии, ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа соответственно.

Если пренебречь эффектами склонения (ввиду его малости) вертикальная скорость для ионов O^+ в области $F2$, где ионы O^+ являются доминирующими, имеет вид

$$V_z \approx -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial z'} + \frac{1}{(T_i + T_e)} \frac{\partial (T_i + T_e)}{\partial z} \right) + V_{\pi} \sin I \cos I + \frac{E_y}{B} \cos I, \quad (2)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии: $D_a = \kappa(T_i + T_e)/m_i \sum_n v_i$

κ — постоянная Больцмана; T_i и T_e — температуры ионов и электронов; H_p — приведенная высота плазмы: $H_p = \kappa(T_e + T_i)/m_i g$ и m_i — масса атомарного кислорода; v_{in} — частоты соударений ионов с основными компонентами нейтрального газа; g — ускорение свободного падения; V_{nx} — меридиональная компонента скорости нейтрального ветра; E_y — зональная компонента электрического поля; B и I — модуль индукции и наклонение геомагнитного поля.

Для решения поставленной задачи используем данные о параметрах ионосферы, полученные из Международной справочной модели ионосферы IRI-90 для координат расположения радара ИР Института ионосферы (49,6° с.ш., 36,3° в.д.). Некоторые данные для высокой (индекс солнечной активности $F_{10,7} = 200$) и низкой ($F_{10,7} = 70$) солнечной активности, лета и зимы приведены в таблице 1.

Таблица 1

	Высокая солнечная активность ($F_{10,7}=200$)							
	Лето, полдень				Зима, полдень			
	Расчет по модели IRI		Расчет		Расчет по модели IRI		Расчет	
h , км	N_{e_s} , см ⁻³	T_i , К	T_e , К	τ_c , мс	N_{e_s} , см ⁻³	T_i , К	T_e , К	τ_c , мс
200	505500	1160	1480	0,936	192800	1010	1490	0,933
300	958750	1310	2620	0,703	1830000	1140	1960	0,813
500	495900	1430	2660	0,698	765300	1420	2470	0,724
700	197500	2030	2890	0,613	276700	2000	2770	0,684
1000	121500	2930	3220	0,634	162300	2870	3090	0,648
Низкая солнечная активность ($F_{10,7}=70$)								
Лето, полдень				Зима, полдень				
200	315100	770	1470	0,939	335900	680	1480	0,936
300	301900	960	2620	0,703	256000	910	1960	0,813
500	60130	1430	2660	0,698	48500	1410	2470	0,724
700	21230	2030	2900	0,669	16390	1990	2770	0,684
1000	14470	2930	3220	0,634	12780	2870	3090	0,648

Для вычисления коэффициента диффузии используем значение массы ионов кислорода O^+ и значения частот соударений ионов O^+ с основными компонентами нейтрального газа [7]:

$$v(O^+, O) = 3,35 \cdot 10^{-9} (T_i + T_n)^{1/2} N(O),$$

$$v(O^+, O_2) = 1,08 \cdot 10^{-9} N(O_2),$$

$$v(O^+, N_2) = 0,95 \cdot 10^{-9} N(N_2).$$

Температура нейтральной атмосферы T_n , а также концентрации атомарного кислорода $N(O)$, молекулярного кислорода $N(O_2)$ и молекулярного азота $N(N_2)$ находятся с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86 [8].

Расчеты показывают, что абсолютная величина диффузионной составляющей скорости $(V_d)_z$ в области F ионосферы находится в пределах 70 м/с.

Для определения области значений составляющей, обусловленной взаимодействием нейтрального ветра с ионизируемой компонентой, воспользуемся моделью термосферных ветров [9]. Согласно модели для среднеширотной ионосферы, меридиональная компонента термосферного ветра V_{nx} находится в пределах $[-200, +200$ м/с]. Учитывая, что склонение геомагнитного поля для харьковского радара составляет $I = 66,4^\circ$, из (1, 2) получаем диапазон возможных значений вертикальной скорости дрейфа, обусловленной влиянием термосферного ветра, $(V_n)_z = [-73, +73$ м/с]. В случае возмущений в ионосфере меридиональная компонента V_{nx} может достигать 700 м/с, а скорость вызываемого ею вертикального дрейфа плазмы — 260 м/с. Однако такие значения скоростей могут быть при очень сильных возмущениях ионосферы и довольно редко.

Вертикальная составляющая скорости плазмы, обусловленная электромагнитным дрейфом на средних широтах не превышает 10 – 20 м/с в невозмущенной ионосфере [1] (значения электрического поля менее 1 мВ/м). В случае геомагнитных возмущений магнитосферное электрическое поле может проникать на средние широты, достигая значений порядка 10–15 мВ/м [6], и при модуле геомагнитного поля над Харьковом, равном $B = 5 \cdot 10^{-9}$ Тл, абсолютное значение вертикальной скорости электромагнитного дрейфа может достигать 120 м/с.

Таким образом, в случае невозмущенной ионосферы, даже если предположить, что все три компоненты вертикальной скорости совпадают по направлению, и учитывать сумму максимально возможных абсолютных значений этих компонент, находим, что значения V_z на высотах 130 – 600 км находятся в пределах $[-160, +160$ м/с] и по модулю не превышают 200 м/с на высотах в районе 1000 км. При возмущениях в ионосфере имеют место более сложные динамические процессы. Так, изменение V_z , вызванное влиянием проникающего на средние широты электрического поля, в большой степени компенсируется изменением скорости нейтрального ветра [6], и значения V_z практически остаются в тех же пределах.

Используемый метод определения вертикальной скорости плазмы должен позволять однозначно определять V_z в этих пределах.

Некоторые результаты расчета V_z , полученные путем численного решения уравнения непрерывности для ионов O^+ (согласно методике, предложенной в [7]) с привлечением данных модели IRI-90, приведены на рис. 1, а.

Расчет выполнен для околорассветного времени ($\partial N_e / \partial t = 0$), для зимней и летней ионосферы при высокой (индекс солнечной активности $F_{10,7} = 200$) и низкой ($F_{10,7} = 70$) солнечной активности. Видно, что в диапазоне высот 130–600 км V_z принимает значения от -42 м/с (лето, день, высокая солнечная активность) до $+55$ м/с (зима, день, низкая солнечная активность).

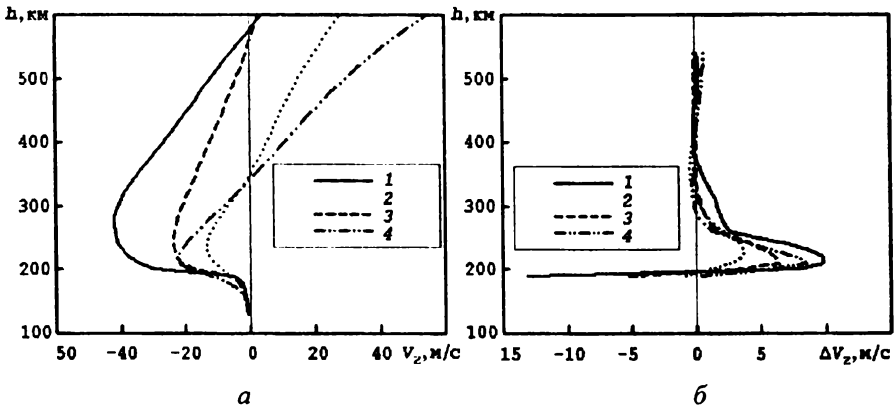


Рис. 1. Результаты моделирования вертикальной скорости дрейфа: 1—лето, $F_{10,7}=200$; 2— лето, $F_{10,7}=70$; 3—зима, $F_{10,7}=200$; 4— зима, $F_{10,7}=70$.

При выборе параметров импульсного зондирующего сигнала необходимо учитывать противоречивые требования, связанные с обеспечением достоверности измерений, высокого энергетического потенциала радара и хорошего разрешения по дальности. При зондировании ионосферы одиночными радиоимпульсами для минимизации искажений оценки корреляционной функции (КФ) НР сигнала длительность зондирующего импульса τ_T должна превышать интервал корреляции флуктуаций электронной плотности среды: $\tau_c \leq \tau_T$. В режиме зондирования сдвоенными импульсами для определения по форме огибающей КФ таких параметров, как T_i , T_e , концентраций частиц плазмы, желательно, чтоб выполнялось соотношение $\tau_c \leq \tau_{max}$, где τ_{max} — максимальное значение аргумента измеряемой КФ сигнала, равное максимальному сдвигу между импульсами пары. Для определения V_z это условие не обязательно, но увеличение τ_c на высотах в районе максимума ионизации и ниже дает возможность увеличить τ_{max} и тем самым улучшить точность определения V_z за счет повышения чувствительности к изменению фазы КФ и увеличения количества не близких к нулю ординат огибающей КФ. Некоторые значения τ_c , полученные на основании выражения $\tau_c \approx 4,5\lambda\sqrt{m_i/T_e}$, мс [3], где λ — длина волны радара, m_i — масса ионов в единицах атомного веса, приведены в таблице 1. Видно, что использование на харьковском радаре [10] одиночных импульсов длительностью 800 мкс на высотах, превышающих 300 км, с этой точки зрения приемлемо.

С другой стороны, должна быть обеспечена разрешающая способность по высоте, численно выражаемая как $\Delta h = c\tau/2$ (c — скорость света), при которой погрешность определения V_z пренебрежимо мала. Оценим степень искажений измеряемой скорости, связанных с изменением V_z и мощности НР сигнала в пределах импульсного объема. При этом не будем учитывать динамические искажения, обусловленные переходными процессами в приемном тракте, считая тракт достаточно широкополосным. Также предположим, что в формировании всех ординат КФ с дискретными задержками τ_k , включая мощность $P=R(0)$, участвует один и тот же рассеивающий объем, что достигается обработкой НР сигнала с использованием трапецеидального суммирования [11]. (Если это суммирование не применять, разрешение по дальности улучшается с увеличением номера ординаты k , но статистическая погрешность растет).

Для оценки погрешности воспользуемся алгоритмом определения V_z

$$V_z(h) = -\frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}} \{\arctg[r_{\sin}(h, \tau_k)/r_{\cos}(h, \tau_k)]\}/\tau_k, \quad (3)$$

где n — количество используемых ординат КФ, $r_{\sin}(h, \tau_k)$ и $r_{\cos}(h, \tau_k)$ — квадратурные составляющие нормированной КФ для высоты h , $\tau_k = k\tau$ (для харьковского радара $\lambda \approx 2$ м, $k = 1 \dots 9$, $\tau = 61$ мкс и $k = 7 \dots 12$, $\tau = 40$ мкс для случаев зондирования одиночными и двойными импульсами, соответственно).

Методическая абсолютная погрешность измерения скорости

$$\Delta V_z(h) = V_z^*(h) - V_z(h),$$

где $V_z^*(h)$ — результат определения скорости дрейфа плазмы в рассеивающем объеме с центром на высоте h , протяженность которого определяется длительностью зондирующего импульса, $V_z(h)$ — истинная скорость на данной высоте. В качестве $V_z(h)$ используем ранее полученные результаты (рис. 1, а).

Подверженные искажениям скорости определим из формулы

$$V_z^*(h) = -\frac{\lambda}{4\pi n} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{1}{\tau_k} \arctg \frac{\int_{h-\frac{c\tau}{4}}^{h+\frac{c\tau}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1+T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \sin \frac{-4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH}{\int_{h-\frac{c\tau}{4}}^{h+\frac{c\tau}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1+T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \cos \frac{4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH}$$

, полученной из выражений для “измеренных” КФ $r_{\sin}^*(h, \tau_k) = R_{\sin}^*(h, \tau_k)/P^*(h)$, $r_{\cos}^*(h, \tau_k) = R_{\cos}^*(h, \tau_k)/P^*(h)$ и выражений для

исходных величин ненормированных квадратурных КФ, мощности НР сигнала $P(h)$ и доплеровского сдвига частоты f_d , вызванного дрейфом плазмы:

$$R_{\sin}(h, \tau_k) = P(h)\rho(h, \tau_k)r_T(\tau_k)\sin 2\pi f_d \tau_k,$$

$$R_{\cos}(h, \tau_k) = P(h)\rho(h, \tau_k)r_T(\tau_k)\cos 2\pi f_d \tau_k, \quad (r_T(\tau_k) \text{ — функция, совпадающая с КФ}$$

$$\text{зондирующего сигнала}), P(h) = R(h, 0) = \text{const} \frac{N_e(h)}{h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)]}, \quad f_d = -2V_z/\lambda.$$

Нормированная КФ флуктуаций электронной плотности среды $\rho(h, \tau_k)$ определяется как функция ионосферных параметров согласно выражению $\rho(\tau_k) = f(T_i, T_e, \text{ионного состава})$, приведенному в [12].

Результаты моделирования для режима зондирования одиночными импульсами длительностью 800 мкс представлены на рис. 1, б. Видно, что наибольшая погрешность ΔV_z имеет место летом при высокой солнечной активности. Приведенные в таблице 2 значения минимальной высоты, начиная с которой $\Delta V_z \leq 1$ м/с, свидетельствуют о том, что применение данного режима для определения V_z ограничено снизу высотой 270-330 км. Расчеты показывают, что использование сдвоенных импульсов длительностью 65-130 мкс приемлемо на высотах, превышающих 130 км, и ограничено сверху высотой 550-600 км из-за возрастания статистической погрешности.

Таблица 2

	$F_{10,7}=200$, лето	$F_{10,7}=200$, зима	$F_{10,7}=70$, лето	$F_{10,7}=70$, зима
h_{\min} , км	330	280	280	270

Для одновременного определения V_z на большом интервале высот ионосферы целесообразен режим зондирования двухчастотного сигнала, одним из элементов которого является пара коротких импульсов с изменяющейся от периода к периоду задержкой между ними. При этом должна быть обеспечена когерентность формирования ВЧ колебаний элементов зондирующего сигнала и соответствующих гетеродинов, с помощью которых осуществляется частотная селекция откликов принятых НР сигналов.

Большое значение, особенно при зондировании сдвоенными радиоимпульсами, имеет стабильность фазы заполнения излучаемого сигнала. Так, если не принимать каких-либо мер, искажение зондирующего сигнала, заключающееся в среднем набеге фазы ВЧ заполнения на протяжении зондирующего импульса длительностью 150 мкс, например, на один градус приводит к погрешности измерения скорости по всем исследуемым высотам на 18,5 м/с. С целью минимизации такой погрешности применяются меры по стабилизации работы радиопередающего устройства, а зондирующий сигнал контролируется с помощью специализированного радиоприемного устройства. В случаях обнаружения нарушения фазовых соотношений в зондирующем сигнале в измеренное значение скорости плазмы вносится поправка

$$\Delta V_T = \frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left\{ \arctg[r_{T\sin}(\tau_k)/r_{T\cos}(\tau_k)] \right\} / \tau_k,$$

где $r_{T\sin}(\tau_k)$ и $r_{T\cos}(\tau_k)$ – квадратурные составляющие КФ зонда.

Определим область значений скорости V_z , учитывая конкретные методики оценки V_z с помощью алгоритмов, приведенных в [13]. Значения V_z находятся в результате корреляционной обработки выделенных на промежуточной частоте (ПЧ) радиоприемного устройства сигналов с взаимно зеркальными спектрами либо по измеренным квадратурным составляющим КФ сигнала на низкой частоте. КФ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \text{а) на ПЧ:} \quad r_1(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V_z/\lambda)\tau_k \\ r_2(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{\text{пр}} - 2V_z/\lambda)\tau_k \\ \text{б) на НЧ:} \quad r_{\sin}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \sin(-4\pi\tau_k V_z/\lambda) \\ r_{\cos}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos(4\pi\tau_k V_z/\lambda) \end{aligned}$$

Анализируя аргументы тригонометрических функций и подставляя характеристики радара ($f_{\text{пр}} = 77$ кГц, $\tau_k = (9k+1)/3f_{\text{пр}}$, где $k = 7...12$ на ПЧ и приведенные выше параметры на НЧ), получим минимальную область значений скорости в наиболее неблагоприятном случае (при максимальной задержке τ_k):

а) на ПЧ: $-\lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1) < V_z < \lambda f_{\text{пр}}/8(9k_{\max}+1)$, т.е. $-176 < V_z < +176$ м/с,

б) при определении квадратурных КФ на НЧ и ПЧ:

$$-\lambda/8\tau_{k\max} < V_z < \lambda/8\tau_{k\max}, \text{ т.е. } -455 < V_z < +455 \text{ м/с.}$$

Таким образом, требованию охватить диапазон V_z [$-160, +160$ м/с] отвечают все способы обработки — на ПЧ (определяя скорость, например, путем поиска минимума выражения:

$$L(h_j, V) = \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left[\frac{r_1(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{\text{пр}} + 2V/\lambda)\tau_k} - \frac{r_2(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{\text{пр}} - 2V/\lambda)\tau_k} \right]^2$$

где $h_j = ct/2$ — высота центра зондируемого объема плазмы, соответствующая моменту времени t_j относительно начала радиолокационной развертки; $r_1(t_j, \tau_k)$ и $r_2(t_j, \tau_k)$ — оценки КФ выделенных двумя каналами приемника сигналов с взаимно-зеркальными спектрами) и на НЧ (например, при помощи выражения

$$V_z(h_j) = \frac{\lambda \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} \left\{ \arctg[r_{\sin}(t_j, \tau_k)/r_{\cos}(t_j, \tau_k)] \right\}^2(t_j, \tau_k)\tau_k}{4\pi \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\max}+1} r^2(t_j, \tau_k)\tau_k^2},$$

где $r^2(t_j, \tau_k) = r_{\sin}^2(t_j, \tau_k) + r_{\cos}^2(t_j, \tau_k)$.

Большое значение имеет выбор ширины полосы пропускания приемника $2\Delta f_R$. Желательно, чтоб $2\Delta f_R \geq \Pi_c$, где Π_c — ширина спектра НР сигнала, которую можно оценить по приближенной формуле $\Pi_c \approx 2\Delta f + 1/\tau_T$. Здесь $2\Delta f$ — полная ширина спектра флуктуаций электронной плотности плазмы. Расчеты с привлечением (4) и данных модели IRI-90 для различного уровня солнечной активности показали, что величина $2\Delta f$ возрастает с высотой и для высот 120-600 км не превышает 17 кГц. При $\tau_T = 800$ мкс максимальная $\Pi_c \approx 18$ кГц. Оценка величины $2\Delta f$ для высот 120 – 550 км при $\tau_T = 130$ мкс (режим сдвоенных импульсов) показала, что она также не выходит за пределы 18 кГц.

Расчеты показывают, что при длине волны $\lambda \approx 2$ м для определения V_z с систематической погрешностью, не превышающей 0,1 м/с, кратковременная относительная нестабильность частот гетеродинов (на протяжении межимпульсного периода) и несущей частоты зондирующего сигнала не должна превышать 10^{-9} . Для мониторинга должна быть обеспечена такая же долговременная стабильность или обеспечена когерентная структура приемно-задающей системы. Эти условия соблюдены на харьковском радаре НР.

Проведенное моделирование зависимости ошибки ΔV от наклона амплитудно-частотной характеристики приемного тракта показало, что при зондировании ионосферы одиночным импульсом для уменьшения ΔV ниже 1 м/с величина наклона не должна превышать 0,01% на 1 кГц.

Выводы. С помощью численного моделирования получены результаты, позволяющие обосновать основные требования к параметрам радара НР и зондирующего сигнала при оценке скорости дрейфа ионосферной плазмы.

Список литературы: 1. *Evans J. V.* Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1972, Vol. 34, P. 175 - 209. 2. *Суни А.Л., Терещенко В.Д.* и др. НР радиоволн в высокоширотной ионосфере. Апатиты: Кольский научный центр АН СССР, 1989.183 с. 3. *Рогожский Е.В.* Измерение параметров ионосферной плазмы по АКФ сигнала НР // *Ионосферные исследования.* 1979, № 27, С. 46 - 59. 4. *Woodman R.F., Hagfors T.* Methods for measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by Incoherent scattering // *Journ. Geophys. Res.* 1969, v. 74, № 5, p. 1205 - 1212. 5. *A.R. Jain, B.C.N. Rao, K.K. Mahajan.* Design study of an incoherent scatter radar for equatorial aeronomy // *Low-Latitude Aeron. Processes.* 1980, V. 8, P. 283 - 296. 6. *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. М.: Наука. 1988, 527 с. 7. *Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В.* Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 8. *Hedin, A.E., MSIS-86 thermosphere model,* *J.Geophys.Res.*, 92, 4649, 1987. 9. *Hedin, A. E.* at all. Revised Global Model of Thermosphere Winds using Satellite and Ground based Observations // *J. Geophys. Res.* 96, 1991, P. 7657 - 7688. 10. *Таран В.И.* Исследования ионосферы с помощью радаров НР в Харькове. Вестник ХГПУ. 1999, № 30, С.3 - 7. 11. *J.M. Holt, D.A. Rhoda, D. Tetenbaum, A.P. van Eyken.* Optimal analysis of incoherent scatter radar data // *Radio Science.* 1992, V. 27, № 3. P. 435 - 447. 12. *Гринченко С. В.* Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик НР сигнала. Сб. научн. тр. ХГПУ. Выпуск 7. 1999, С 331 - 336. 13. *Емельянов Л.Я.* Оценка скорости дрейфа ионосферной плазмы методом НР // Вестник ХГПУ. Сборник научных трудов. Выпуск 31. Харьков, ХГПУ. 1999, С. 100 - 107.

Поступила в редколлегию 20.04.04

А.В. ЕФИМОВ, д-р. техн. наук,
В.М. АЖАЖА, д-р. физ.-мат. наук, член-корр. НАНУ,
И.П. ПИЛИПЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
А.П. МУХАЧЕВ, канд. физ.-мат. наук (г. Харьков)

ГАФНИЙ – ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Розглянуто основні ядерно-фізичні характеристики гафнію як перспективного поглинаючого матеріалу для органів регулювання ядерних реакторів. Проаналізована фторидна кальцієстермічна технологія отримання гафнію високої чистоти, яка освоєна в Україні. Представлені основні фізико-механічні властивості і хімічний склад вітчизняного гафнію у порівнянні з металом, зарубіжного виробництва. З метою підвищення якості металу було проведено комплекс науково-дослідних робіт по удосконаленню металургійних процесів отримання високочистого гафнію та його деформаційної обробки.

The basic nuclear-physical properties of hafnium as perspective absorber material for regulatory authority of nuclear reactors are considered. Fluoride calcium thermal technology of obtaining of high pure hafnium, which mastered in Ukraine is analyzed. The basic physical-mechanical properties and chemical composition of not imported hafnium in comparison with metal of foreign production are represented. With the purpose of improvement of the quality of metal was offered and carry out the complex of researches on advancing metallurgical processes of obtaining high pure hafnium and its deformation processing.

Гафний является одним из наиболее перспективных конструкционных материалов в современном ядерном реакторостроении. В период строительства первых атомных энергоблоков возник интерес к гафнию как к поглощающему материалу. Исследованиями было установлено, что он наряду с высокой поглощающей способностью, обладает высокими механическими свойствами, радиационной и коррозионной стойкостью в воде при высоких давлениях и температуре. Но несмотря на это в период массового ввода в эксплуатацию атомных энергоблоков гафний не нашел заметного применения из-за высокой стоимости и малых объемов производства.

В реакторах ВВЭР, как и в аналогичных зарубежных реакторах PWR, органами регулирования служат кластерные сборки поглощающих элементов (пэлов) СУЗ. Кластерная сборка серийного реактора ВВЭР-1000 состоит из 18 пэлов, подвешенных к траверсе, имеющей форму «снежинки» (см. рис.1) [1]. В штатных пэлах в качестве поглощающего материала используется виброуплотненный порошок карбида бора (B_4C), с природным содержанием изотопа ^{10}B . Оболочка пэла изготавливается из стали 06X18H10T. Кластерные сборки могут эксплуатироваться как в режиме автоматического регулирования (АР) мощности реактора, так и в режиме аварийной защиты (АЗ). В реакторе ВВЭР-1000 имеется 61 кластерная сборка СУЗ, из которых 6 работают в ре-

жиме АР, а остальные в режиме АЗ. Глубина погружения в активную зону стержней АР составляет от 1500 мм в начале кампании до 300 мм в конце кампании, а стержни АЗ при нормальной эксплуатации реактора находятся в поднятом состоянии на расстоянии ~ 100 мм от верхнего края активной зоны. Таким образом, при работе реактора все стержни СУЗ находятся в неравномерном нейтронном поле, что приводит к неравномерному выгоранию изотопа ^{10}B в карбиде бора по высоте пэла. Наибольшим радиационным повреждениям подвержена нижняя его часть.

Сравнительно небольшой срок службы штатных пэлов ВВЭР-1000 (2 года в режиме АР и 5 лет в режиме АЗ) связан как со значительным охрупчиванием оболочки из стали 06Х18Н10Т, так и с распуханием поглотителя за счет реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ при выгорании изотопа ^{10}B более 40%, происходит заметный выход свободного гелия и начинает сказываться распухание частиц карбида бора и его силовое воздействие на оболочку.

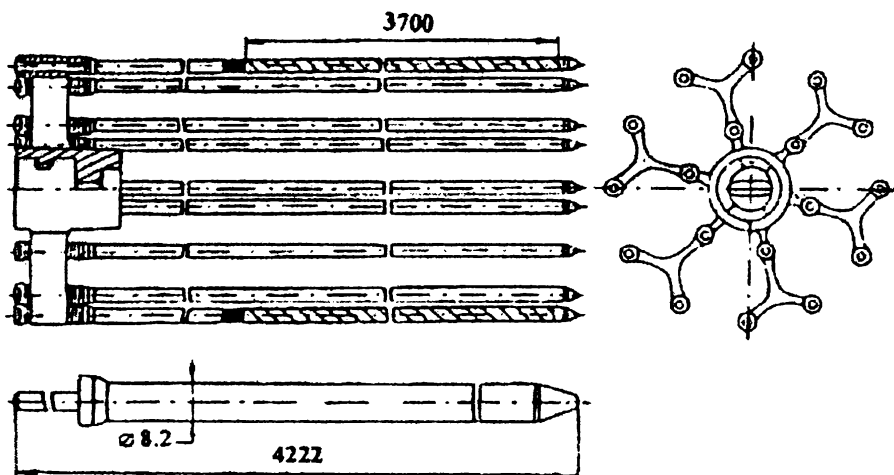


Рис. 1. Кластерная сборка СУЗ и пэл с порошком B_4C [2].

Многочисленными исследованиями [2,3], направленными на поиск способов увеличения срока службы кластерных сборок СУЗ, было установлено, что заметный прогресс в этом направлении может быть достигнут в случае использования в пэлах СУЗ реакторов с водой под давлением комбинированного (n,α) - (n,γ) -поглотителя. В результате чего вновь появился интерес к гафнию, относящемуся к числу (n,γ) -поглотителей, масштабы производства которого на настоящий момент уже удовлетворяют потребности атомной энергетики. Удовлетворительная работа регулирующих органов из гафния в активных зонах подводных лодок и ряде коммерческих водо-водяных реакторов позволяет применять гафний в качестве поглощающего материала в нижней

части пэла. Был разработан ряд новых конструкций пэлов с комбинированным использованием гафния и карбида бора. На рис. 2 показан один из вариантов пэл с увеличенной физической эффективностью и сроком службы, при использовании гафния в качестве поглощающего и конструкционного материала [2].

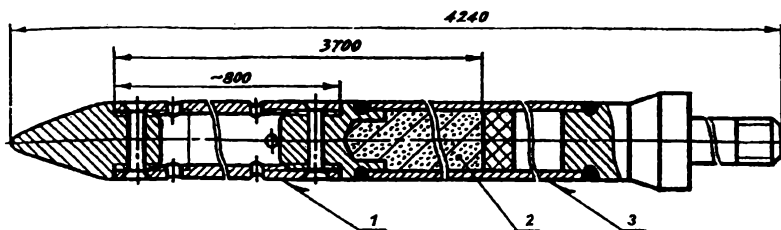


Рис.2. Модернизированный пэл ПС СУЗ реакторов ВВЭР-1000:
1 – труба из гафния; 2 – карбид бора; 3 – оболочка пэл из сплава ЭП-630У

Рассмотрим несколько подробнее основные характеристики гафния. Гафний представитель IV В группы периодической системы. Вместе с титаном и цирконием он составляет замечательную тройку химически активных металлов. Химические свойства этих металлов очень похожи, но их применение принципиально различное из-за особенностей их физических свойств. Для реакторостроения особый интерес представляют цирконий и гафний. Гафнию присуща высокая поглощающая способность нейтронов, и он может использоваться в качестве поглощающего материала в пэлах СУЗ [4, 5].

В отличие от других материалов, поглощающих нейтроны, поперечное сечение поглощения гафния лишь медленно снижается при эксплуатации в условиях облучения благодаря изотопному составу естественного гафния (см. табл.1). По предварительным оценкам срок службы стержней из гафния может быть продлен до 30 лет и более, что связано с особенностями трансмутации изотопов гафния в потоке нейтронов (см. рис.3) [2]. Продукты распада изотопов гафния – лютеций и тантал (см. рис.3) также имеют достаточно высокие сечения поглощения нейтронов [6], что обеспечивает слабое снижение физической эффективности гафния в процессе его эксплуатации в реакторе. Физическая эффективность гафния характеризуется не только высоким сечением поглощения нейтронов, но и способностью поглощать нейтроны высоких энергий (гафний имеет семь сильных резонансов, лежащих в энергетическом интервале 1...10 эВ [7]). Относительная физическая эффективность гафния применительно к активной зоне ВВЭР-1000 составляет ~ 80 % от эффективности карбида бора [7].

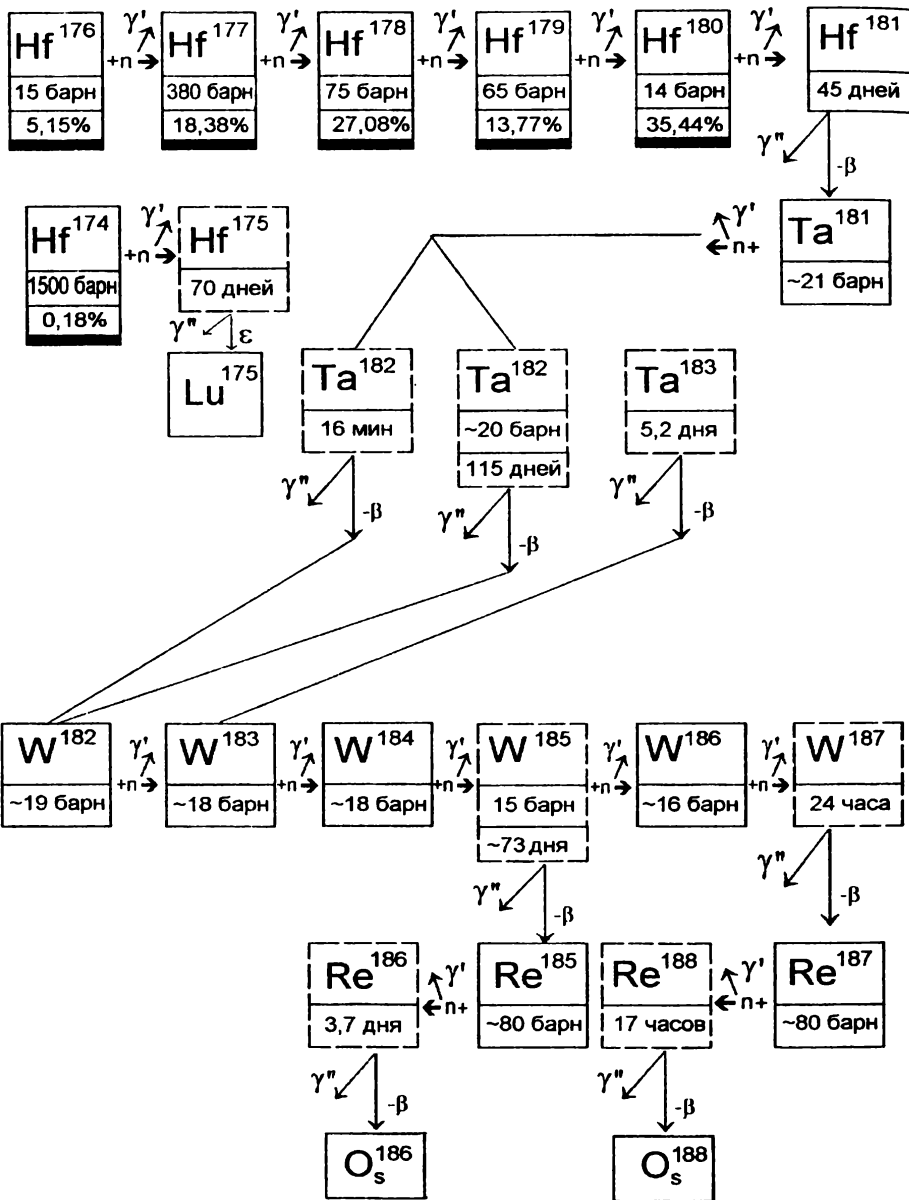


Рис. 3. Изотопные превращения при работе гафния в качестве поглотителя в стержнях СУЗ [2].

Повышенный интерес в Украине к гафнию, как к поглощающему материалу, обусловлен: во-первых, возможностью кардинального увеличения срока службы и надежности кластерных сборок пэлов СУЗ реакторов ВВЭР-1000, составляющих основу отечественной атомной энергетики; во-вторых, наша страна обладает большими запасами циркониевой руды (производство гафния тесно связано с циркониевым производством) и собственной промышленной базой по производству гафния и изделий из него (листов, прутков, труб и др.). В этой связи очевидно, что для Украины наиболее целесообразно использовать в пэлах СУЗ ВВЭР-1000 в качестве (n,γ)-поглотителя гафний.

Таблица 1

Поперечные сечения поглощения для изотопов гафния [4,5]

Изотоп	Распространенность, %	Поперечное сечение абсорбции (барн)	Вклад в полное поперечное сечение
^{174}Hf	0.16	500	0.8
^{176}Hf	5.2	26	1.4
^{177}Hf	18.6	371	68.8
^{178}Hf	27.1	80	21.7
^{179}Hf	13.8	49	6.7
^{180}Hf	35.2	13	4.6

В Украине на ГНПП «Цирконий» (г. Днепродзержинск) разработана и освоена принципиально новая фторидная кальциетермическая технология получения гафния [8]. Гидрометаллургический передел в технологии гафния является частью технологии очистки циркония, он характеризуется идентичностью операций и отличается увеличением числа ступеней экстракционного разделения. Процесс гидрометаллургического передела завершается получением фтористого соединения гафния – тетрафторида гафния (HfF_4). В основе металлургического передела лежит процесс кальциетермического восстановления тетрафторида гафния и последующий двойной электронно-лучевой переплав черновых слитков. Выбор тетрафторида гафния в качестве соли для кальциетермического восстановления определен его физическими и химическими свойствами, а также возможностью его глубокой сублимационной очистки от кислорода и азота. Восстановление HfF_4 кальцием позволяет получать компактные слитки гафния, а электронно-лучевые переплавы дают возможность достаточно полно очистить его от многих примесей. Такая схема позволяет получать гафний с содержанием сумм гафния и циркония 99,9%, пригодный для использования в ядерной энергетике. Химический состав гафния, полученного по различным технологиям, приведен в табл. 2. При сравнении можно сделать вывод, что кальциетермическая технология позволяет существенно снизить содержание ряда нежелательных примесей, влияющих на пластичность металла, его коррозионные свойства.

Химический состав отечественного и зарубежного гафния, мас.% [9]

Элемент	Магниетермический гафний ASTM B 737-84		Иодидный гафний Марка ГФИ-1 ГОСТ 22517-77		Кальциетермический гафний Марка КТГ ТУ 95.2195-90		
	Марка R-1	Марка R-2	Треб.	Факт.	Треб.	Факт. из Hf-Fe	Факт. из Hf-Al
	не менее 99,8	не менее 99,6	не менее 99,8	не менее 99,9	не менее 99,8	не менее 99,92	не менее 99,94
Гафний + цирконий	2-4	2-4	1,0	0,8	1,0	0,7	0,7
Азот	0,010	0,010	0,005	0,003	0,005	0,003	0,003
Алюминий	0,010	0,020	0,005	0,003	0,005	0,003	0,003
Ванадий	0,0050	0,010	-	-	-	-	-
Водород	0,0025	0,0035	-	-	-	-	-
Вольфрам	0,0150	0,0150	-	-	0,01	0,001	0,001
Железо	0,0250	0,050	0,04	0,007	0,04	0,02	0,003
Кальций	-	---	0,01	0,01	0,01	0,001	0,001
Кислород	0,40	0,080	-	0,02	0,05	0,05	0,04
Кремний	0,010	0,020	0,005	0,004	0,005	0,005	0,003
Магний	-	-	0,004	0,003	0,004	0,003	0,003
Марганец	-	-	0,0005	0,0003	0,0005	0,0003	0,0003
Медь	0,010	0,015	-	-	0,005	0,002	0,002
Молибден	0,0020	0,0050	0,1	0,07	0,01	0,001	0,001
Никель	0,0050	0,010	0,05	0,01	0,02	0,01	0,003
Ниобий	0,010	0,020	-	-	0,01	0,002	0,002
Олово	0,0050	0,010	-	-	-	-	-
Титан	0,010	0,020	0,005	0,003	0,005	0,001	0,001
Углерод	0,015	0,015	0,01	0,01	0,01	0,003	0,003
Уран	0,0010	0,0010	-	-	-	-	-
Хром	0,010	0,020	0,003	0,003	0,003	0,001	0,001

Большой объем научно-исследовательских работ по изучению физико-механических свойств кальциетермического гафния был проведен в последние годы. На образцах литого и деформированного гафния изучены: твердость по Бринеллю, микротвердость, ударная вязкость, микро- и макроструктура, проведены статические испытания на растяжение, влияние степени деформации на свойства и другие. Основные физико-механические свойства гафния в литом и в деформированном состоянии приведены в табл.3. Реакторные испытания и после реакторные исследования показали радиационную стойкость образцов гафния вплоть до флюенсов $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

Свойства гафния в литом и деформированном состоянии

Свойство	Температура испытаний, °С	Слиток	Труба после отжига	
			требования	фактич.
Твердость, НВ	20	150-220		
Микротвердость, МПа	20	2500-3500	-	-
Ударная вязкость, Дж/см ²	20	13-18	-	-
Условный предел текучести σ_T , МПа	20	190	не менее 250	335...355
	380		не менее 200	380...250
	900	26...68	-	-
Предел прочности σ_B , МПа	20	250...450	не менее 400	510...560
	380		не менее 300	380...420
	900	48...75	-	-
Относительное удлинение δ , %	20	2...5	не менее 18	22...32
	380		не менее 20	22...40
	900	22...48	-	-
Коррозия в воде, мм/г	350	-	-	менее 0,005

С целью повышения качества кальциетермического гафния авторами был предложен и проведен комплекс научно-исследовательских работ по усовершенствованию металлургических процессов получения высокочистого гафния и его деформационной обработке [9-13].

На механические свойства гафния существенное влияние оказывает наличие газовых примесей, в частности, кислорода. Гафний образует с кислородом прочные соединения, поэтому снижение его в металле по основным механизмам удаления двухатомных газов во время электронно-лучевой плавки в вакууме практически невозможно. Для удаления кислорода из гафния было предложено вводить в металл третий компонент, который образовывал летучий окисел [10,11]. На основании анализа литературных данных в качестве раскислителя гафния был выбран алюминий и проведена термодинамическая оценка направления прохождения реакции между кислородом и алюминием в гафнии, из которой стало ясно, что реакция должна проходить в сторону раскисления гафния. Проведенные экспериментальные исследования показали, что добавка алюминия в кальциетермический гафний на стадии восстановления тетрафторида гафния кальцием с последующей электронно-лучевой плавкой понижает содержание кислорода в гафнии до 0,03...0,04 мас. %.

Для оптимизации процесса электронно-лучевой плавки была проведена расчетная оценка изменения концентрации металлических примесей (железа, алюминия, меди, никеля, титана, кремния и хрома) в гафнии при электронно-лучевой плавке в вакууме для различных температур расплава. Получены данные, характеризующие период времени, в течение которого концентрация примеси в гафнии при определенной мощности (температуре) уменьшается до величины $1 \cdot 10^{-4}$ мас. %. Результаты экспериментальных исследований, про-

веденных по полученным параметрам, удовлетворительно совпадают с расчетными данными [11].

Проведены работы по отработке процессов получения изделий из кальциетермического гафния (пруток, труба, лист, лента и др.) и исследованию свойств полученных изделий [12]. Выполнены работы по усовершенствованию конструкций сублимационных аппаратов и режимов сублимационной очистки, что позволило обеспечить высокое качество продукта. Ведутся работы по усовершенствованию процесса кальциетермического восстановления и других процессов металлургического передела [13].

Освоение кальциетермической технологии получения гафния ядерной чистоты в промышленном масштабе в Украине открывает возможность его широкого применения в атомной энергетике. А положительный опыт эксплуатации пэлов на основе комбинированного В₄C–Hf-поглотителя позволит приступить к целенаправленному расширению производства гафния, а также отработке процессов получения изделий из него с заданным комплексом свойств для нужд украинских АЭС.

- Список литературы: 1. *Рисованый В.Д., Варлашова Е.Е. и др.* Сравнительные характеристики кластерных сборок ВВЭР-1000 и PWR // Атомная энергия. 1998. Т. 84. Вып. 6. С. 508-513.
2. *Пономаренко В.Б., Пославский А.О. и др.* Органы регулирования и СВП ядерных реакторов ВВЭР-1000 и пути их совершенствования // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1994. Вып.2(62), 3(63). С. 95-113.
3. *Бочаров О.В., Ватулин А.В. и др.* О целесообразности применения гафния в органах управления реакторов различного назначения. Сборник докладов V Межотраслевой конференции по реакторному материаловедению. Т.1. Ч. 2. Димитровград, 1998. С. 194-198.
4. *Рисованый В.Д., Ключков Е.П., Пономаренко В.Б.* Гафний в ядерной технике. Димитровград: НИИАР. 1993. 143 с.
5. *Tricot R.* The metallurgy and functional properties of hafnium // J. Nucl. Materials. 1992. P.277-288.
6. Физико-химические свойства элементов: Справочник / Под ред. Г.В.Самсонова. Киев. 1965.
7. *Афанасьев А.А., Конотон Ю.Ф., Одейчук Н.П.* Гафний – перспективный поглотитель для пэлов СУЗ ректоров ВВЭР-1000 АЭС Украины // ВАНТ. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. (78). 2000. № 4. С. 95-113.
8. *Коровин Ю.Ф., Чутринко В.Г. и др.* Производство циркония и гафния на ПО ПХЗ для удовлетворения потребностей атомной энергетики Украины // ВАНТ. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1994. Вып. 2(62), 3(63). С. 114-124.
9. *Неклюдов И.М., Ажажа В.М. и др.* Новая технология производства гафния ядерной чистоты // Научные ведомости. Серия: Физика. 2001. № 4 (14). С. 127-132.
10. *Ажажа В.М., Вьюгов П.Н. и др.* Исследование процесса рафинирования кальциетермического гафния при введении добавок // ВАНТ. Труды конференции «Проблемы циркония и гафния в атомной энергетике». 14-19 июня 1999. Алушта. Крым. Харьков: ННЦ ХФТИ. 1999. С. 38-40.
11. *Ажажа В.М., Вьюгов П.Н. и др.* Очистка кальциетермического гафния // Высокочистые металлические и полупроводниковые материалы. Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003. С. 50-54.
12. *Ажажа В.М., Ковтун К.В. и др.* Свойства и структура выделенного гафния // ВАНТ. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1998. Вып.3(69), 4(70). С.82.
13. *Коцарь М.Л., Ажажа В.М. и др.* Получение чистых циркония и гафния // Высокочистые вещества. 1992. № 4. С. 85-92.

Поступила в редколлегию 14.04.04

Т.Г. ЖИВОЛУП, канд. физ.-мат. наук, Институт ионосферы (г. Харьков)

РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ РАЗРАБОТАННОЙ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НИЖНЕЙ ЧАСТИ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ С ЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛЬЮ А.Д. ДАНИЛОВА

Розглянуто порівняння розробленої теоретичної моделі нижньої частини області F іоносфери з емпіричною моделлю А.Д. Данилова. Результати порівняння експериментальних та теоретичних висотних профілів $[O^+]/n_e$ свідчать про гарні точнісні характеристики розробленої теоретичної моделі.

Comparison of the elaborated theoretical model of the ionosphere F-region lower part with the A.D. Danilov empirical model is considered. Comparison results of the experimental and theoretical $[O^+]/n_e$ height profiles give evidence about good accuracy characteristics of the elaborated theoretical model.

Введение. Для решения прикладных задач радиолокации, радионавигации и распространения радиоволн требуются надежные теоретические модели нижней части области F ионосферы, обладающие хорошими точностными характеристиками. Поэтому сравнение разработанной теоретической модели нижней части области F ионосферы с надежными экспериментальными данными позволяет определить ее точностные характеристики.

Постановка задачи. Для проверки точностных характеристик разработанной теоретической модели нижней части области F ионосферы была взята эмпирическая модель относительного ионного содержания А.Д. Данилова, построенная по данным ракетных измерений и входящая в модель IRI-2001. Были выбраны конкретные дни 2001 года, относящиеся к весеннему и осеннему равноденствиям, а также к летнему и зимнему солнцестояниям: 22 марта (индекс солнечной активности $F_{10,7} = 145$), 22 сентября ($F_{10,7} = 132$), 22 июня ($F_{10,7} = 135$) и 22 декабря ($F_{10,7} = 127$). Сравнение было проведено для относительного содержания иона атомарного кислорода O^+ в интервале высот 100–300 км.

Разработанная теоретическая модель нижней части области F ионосферы использует данные модели MSIS-86 для концентраций нейтральных частиц на высоте 100 км для конкретного дня и уровня солнечной активности, а также значение экзосферной температуры. Эти данные используются как входные для вычисления высотного распределения нейтральных частиц согласно соотношениям модели нейтральной атмосферы Яккия-71 [1]. Разрабо-

танная теоретическая модель также использует девятиинтервальный спектр коротковолнового солнечного излучения [2], зависимость интенсивности коротковолнового излучения Солнца от значения индекса $F_{10.7}$ [3], а также основные ионно-обменные реакции и реакции диссоциативной рекомбинации и значения их скоростей, приведенные в [4].

Разработанная теоретическая модель нижней части области F ионосферы учитывает ионизацию нейтральной атмосферы солнечным излучением, шесть ионно-обменных реакций и три реакции диссоциативной рекомбинации и определяет концентрацию электронов n_e и ионных составляющих $[\text{NO}^+]$, $[\text{O}_2^+]$, $[\text{O}^+]$ и $[\text{N}_2^+]$.

Концентрация атомарного кислорода $[\text{O}^+]$ определяется путем решения уравнения непрерывности. Из системы уравнений баланса ионизации вычисляются концентрации молекулярных ионов $[\text{NO}^+]$, $[\text{O}_2^+]$, $[\text{N}_2^+]$ и электронная концентрация n_e .

Разработанная теоретическая модель нижней части области F ионосферы позволяет рассчитать как абсолютную, так и относительную концентрацию молекулярных ионов и иона $[\text{O}^+]$.

Цель работы — проверка точностных характеристик разработанной теоретической модели нижней части области F ионосферы.

Результаты исследований. Расчетные высотные профили относительного содержания иона O^+ были сопоставлены с эмпирическими высотными профилями $[\text{O}^+]/n_e$ эмпирической модели А.Д. Данилова. Следует отметить, что данные состава нейтральной атмосферы на высоте 100 км для летнего солнцестояния (22 июня) были взяты непосредственно из модели MSIS-86, а для весеннего и осеннего равноденствий и зимнего солнцестояния были взяты данные, полученные путем модификации нейтральных составляющих для летнего солнцестояния. Исходные данные для летнего солнцестояния были модифицированы следующим образом:

- для 22 марта содержание нейтрального кислорода $[\text{O}]$ было увеличено в 4 раза, а содержание молекулярного кислорода $[\text{O}_2]$ было уменьшено в 2 раза;
- для 22 сентября содержание атомарного кислорода было увеличено в 4 раза, а содержание молекулярного кислорода было уменьшено в $\sqrt{3}$ раз;
- для 22 декабря содержание атомарного кислорода было увеличено в 2 раза, содержание молекулярного кислорода было уменьшено в 3 раза, а содержание молекулярного азота $[\text{N}_2]$ было увеличено в 1,5 раза.

На рис. 1 2 показано сравнение расчетных высотных профилей ($[O^+]/n_e$)(h) с профилями, взятыми из эмпирической модели А.Д. Данилова

Как видно из рис. 1 для 22 марта, расчетный и экспериментальный профили расходятся на 1–3% в интервале высот 100–200 км и на 1–5% – в интервале высот 200–300 км.

Для 22 июня (рис. 1) наблюдается расхождение расчетного и экспериментального профилей ($[O^+]/n_e$)(h) на 1–3% в интервале высот 100–200 км и на 1–7% – в интервале высот 200–300 км.

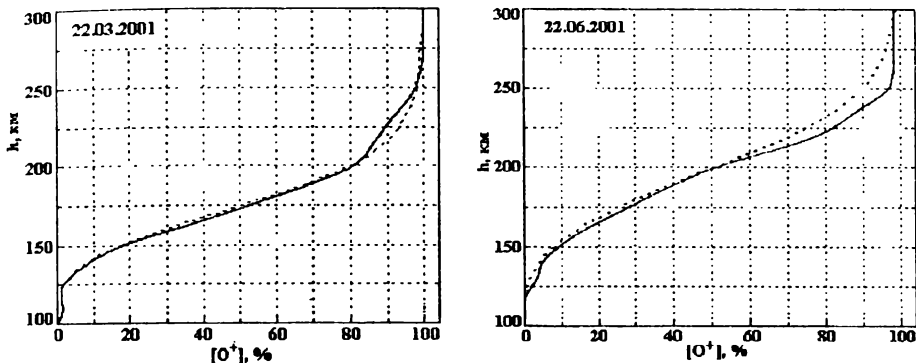


Рис. 1. Сравнение высотных профилей ($[O^+]/n_e$)(h), рассчитанных по разработанной теоретической модели (пунктир) и взятых из эмпирической модели А.Д. Данилова (сплошные линии), для весеннего равноденствия и летнего солнцестояния

Для 22 сентября (рис. 2) наблюдается расхождение расчетного и экспериментального профилей ($[O^+]/n_e$)(h) на 1–3% в интервале высот 100–225 км и на 1–6% – в интервале высот 225–300 км.

Для 22 декабря (рис. 2) расхождение расчетного и экспериментального профилей ($[O^+]/n_e$)(h) составляет 1–3% на высотах 100–170 км и заметно возрастает на высотах 175–225 км до величины 5–10%. Выше высоты 225 км расхождение профилей составляет 1–3%.

Таким образом, сравнение экспериментальных высотных профилей относительного содержания иона O^+ , взятых из эмпирической модели А.Д. Данилова, с теоретическими показало их хорошее соответствие для 22 марта, 22 июня и 22 сентября в области высот 100–200 км. В интервале высот 200–300 км расхождение экспериментальных и теоретических профилей для этих дней не превышает 5–7%.

Для 22 декабря наблюдается расхождение экспериментальных и теоретических профилей на высотах 175-225 км до величины 5-10%.

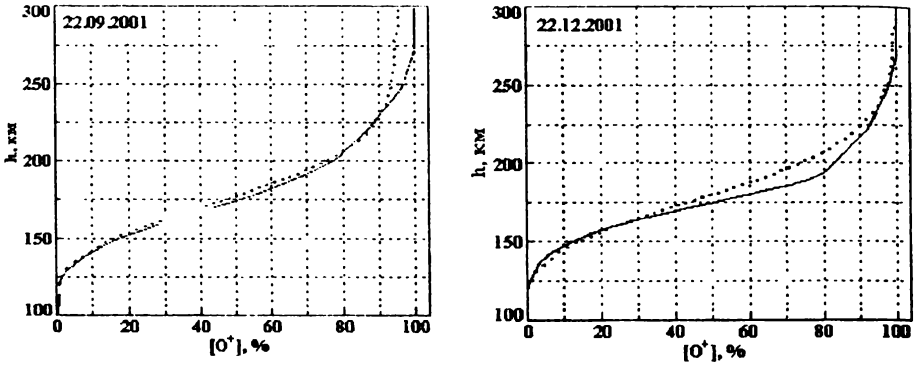


Рис. 2. Сравнение высотных профилей $([O^+]/n_e)(h)$, рассчитанных по разработанной теоретической модели (пунктир) и взятых из эмпирической модели А.Д. Данилова (сплошные линии), для осеннего равноденствия и зимнего солнцестояния

Выводы. Результаты сравнения экспериментальных и теоретических высотных профилей O^+/n_e свидетельствуют о хороших точностных характеристиках разработанной теоретической модели нижней части области F ионосферы.

Список литературы: 1. *Jacchia L.G.* Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles // Spec. Rep. N 332. Smithsonian Astrophys. Observ., Cambridge, Mass. 1971. 2. *Stubbe P.* The thermosphere and the F-region: a reconciliation of theory with observations. Ionospheric Research Sci. Rep. N 418. Penn. State University. 1973. 156 p. 3. *Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В.* Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагн. и аэронавигация. 1974, Т. 14, №3. С. 393 - 398. 4. *Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С.* Солнечная активность и ионосфера (на высотах 100-200 км) // М.: Наука, 1989. 168 с.

Поступила в редколлегию 21.04.04

В. Н. ЛЫСЕНКО, канд. физ.-мат. наук, *А. Ф. КОНОНЕНКО*,
Ю. В. ЧЕРНЯК, н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Спосіб некогерентного розсіювання дозволяє по кореляційній або спектральній функції розсіяного сигналу визначити основні параметри іоносфери. Для їхнього визначення в реальному часі створений програмований корелятор. Він складається з багатоканального АЦП, персонального комп'ютера на процесорі Pentium-III, паралельного інтерфейсу і вбудованого синхронізатора. Вимірюються висотні залежності від 6 до 19 затримок комплексної функції кореляції в інтервалі висот 100 - 1500 км з висотним розрізненням 10 - 120 км.

The method of incoherent scattering (IS) allows on correlation or spectral functions of IS signal to determine basic ionosphere parameters. For it's measurements in real time the programmed correlator is created. One consists of a two-channel analog-to-digital converter (ADC), personal computer (PC) on the Pentium-III processor, parallel interface between ADC and PC and built-in synchronizer. The altitude dependence 19 samples of complex correlation function of a IS signal in a heights interval 100 - 1500 km with an altitude resolution 10 - 120 km are measured.

Введение. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) радиоволн позволяет экспериментально определить основные параметры ионосферы, такие как электронная концентрация N_e , ионная T_i и электронная T_e температуры, скорость дрейфа V_z ионосферной плазмы, ионный состав. По ним рассчитываются дополнительные параметры, которые необходимы для создания и развития ионосферных моделей и в прикладных разработках. Метод реализуется с помощью прецизионного измерительного устройства – радара НР, в состав которого входит система первичной обработки – коррелятор или спектроанализатор. От точности измерения высотных зависимостей параметров НР сигнала зависит достоверность определения параметров ионосферной плазмы. Из-за этого развитие методов и средств дистанционного измерения параметров ионосферной плазмы в спокойном и возмущенном состоянии является актуальной задачей радиофизики. Целью работы является методическая, программная и аппаратная реализация методов измерения параметров ионосферной плазмы и экспериментальное подтверждение достоверности полученных результатов. Научная новизна заключается в определении уникальных временных зависимостей электронной концентрации, температур заряженных частиц и других параметров ионосферы во время сильной магнитной бури и солнечного затмения.

1. Аппаратурная реализация системы обработки. Обычно для обработки НР сигнала и определения параметров ионосферной плазмы в реальном времени применяются специализированные устройства [1, 2]. В связи со значительным повышением производительности персональных компьютеров

(ПК), простотой подключения к ним внешних устройств и наличия разветвленного программного обеспечения стало возможным реализовать коррелятор или спектроанализатор радара НР на программно-аппаратном комплексе, выполненном на основе ПК. Компьютер управляет синхронизацией процессов ввода радиолокационных данных и вычисления высотных зависимостей значений корреляционных функций (КФ), т.н. профилей задержек [3], производит их коррекцию и определение по ним N_e , T_b , T_e , V_z и ионного состава [4].

Для обработки НР сигнала в Институте ионосферы создан программируемый коррелятор, который состоит из многоканального аналого-цифрового преобразователя (АЦП), персонального компьютера (ПК) на процессоре Pentium-III с тактовой частотой 800 МГц, параллельного интерфейса между АЦП и ПК и встроенного синхронизатора (ВС). Для связи АЦП и ВС с ПК используется встроенный в материнскую плату ПК параллельный интерфейс, работающий в режиме EPP (улучшенный параллельный порт). Главной отличительной чертой интерфейса является выполнение внешней передачи данных за время одного процессорного цикла ввода-вывода. Это позволяет достичь скорости обмена 0.5 - 2 МБайт в секунду. Т.к. ширина спектра смеси НР сигнала и шума на входах АЦП не превышает 15 КГц то, в соответствии с теоремой Котельникова, применяется частота квантования входного сигнала около 30 кГц. Структурная схема коррелятора показана на рис. 1.

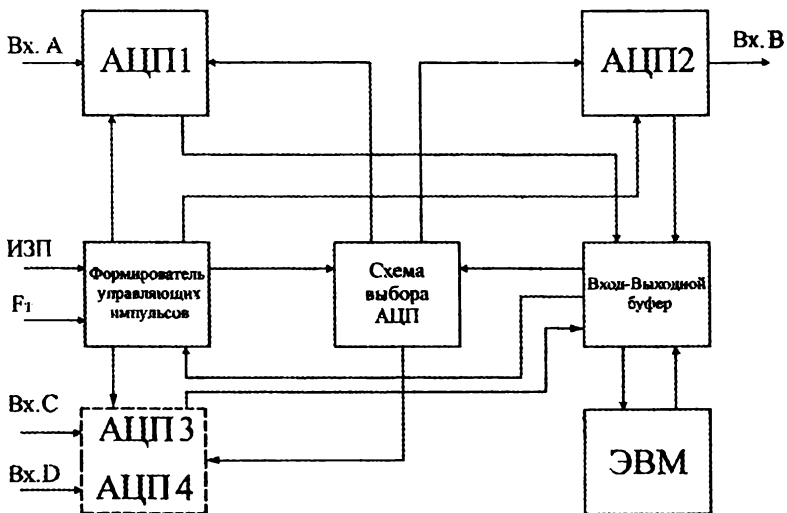


Рис.1. Структурная схема коррелятора

На входы коррелятора подаются сигналы с выходов синфазного и квадратурного каналов приемника (соответственно, каналы А и В). Предусмотрена возможность подключения к выходному буферу выходов цифрового

приемника, который используется в качестве усилителя промежуточной частоты и двосинхронного детектора.

Синхронность работы коррелятора и радара НР обеспечивается подачей в ВЧ импульса запуска передатчика (ИЗП), тактовой частоты и одного дополнительного синхроимпульса. В имеющихся измерительных системах на цифровых процессорах сигналов TMS320C10, которые работают более 10 лет [2], объем буферного запоминающего устройства составляет 24 кБ, что ограничивает возможность применения новых алгоритмов обработки и восстановления ионосферной информации [3]. Применение аппаратных и программных средств ПК снимает такие ограничения, а производительности процессора с тактовой частотой 800 – 2000 МГц достаточно для обработки большого массива ионосферных данных на низкой частоте в широком диапазоне высот 60 - 1500 км.

Программа первичной обработки начинает работу с опроса сигнала «Флаг 1», который формируется по импульсу запуска ИЗП. Если выставлен «Флаг 1» то программа записывает «1» на соответствующую шину регистра управления, чем разрешается прохождение тактовой частоты F_T на коррелятор. По F_T запускаются АЦП. После окончания преобразования очередного отсчета аналогового сигнала в цифровой код выдается сигнал «конец преобразования» по которому формируется сигнал «Флаг 2». По этому сигналу происходит чтение данных с первого, а затем с последующих АЦП и запись значений цифрового сигнала в два массива. Таким образом, преобразуется от 680 до 1800 отсчетов входного аналогового сигнала в каждом канале на каждом периоде повторения зондирующих импульсов. После полного завершения очередного цикла ввода происходит расчет авто и взаимно корреляционных функций для квадратурных каналов А и В за время, не превышающее период повторения зондирующих радиоимпульсов. Возможно также определение мощности сигналов в двух дополнительных каналах. Далее программа переходит в режим ожидания сигнала «Флаг 1». Длительность одного сеанса измерения выбирается заданием количества ИЗП. Обычно она составляет 1 - 1.5 минуты. Общее количество сеансов за сутки составляет 960 - 1440.

Разработанное программное обеспечение также позволяет записывать в течение нескольких суток отсчеты входных сигналов без обработки их в реальном времени (2×1024 числа на периоде повторения ИЗП, около 8.5 Гбайт в сутки). Это необходимо для отладки новых режимов обработки и во время работы радара НР в сложной помеховой обстановке.

2. Алгоритмы обработки НР сигнала в основных режимах излучения зондирующих сигналов. В режиме излучения зондирующих импульсов (ЗИ) без внутримпульсной модуляции большой длительности $T \approx 800$ мкс ($T > \tau_{\text{корр}}$, $\tau_{\text{корр}}$ – интервал корреляции рассеивающей среды) часто используется следующая оценка КФ, записанная ниже в интегральном представлении:

$$R^*(t_j, \tau_k) = \frac{1}{N} \frac{1}{b-a} \sum_{n=1}^N \int_a^b u_n(x) u_n(x + \tau_k) dx \quad (1)$$

Здесь t_j – время запаздывания относительно переднего фронта зондирующего радиопульса, τ_k – временная задержка КФ, j – номер отсчета сигнала на периоде повторения ЗИ, k – номер задержки: $\tau_k = k \cdot \Delta\tau$, $\Delta\tau$ – дискретность по задержке, $\tau_{\text{корр}}$ – интервал корреляции НР сигнала, N – количество периодов повторения зондирующих радиопульсов.

Значения a и b зависят от вида оценки КФ. Если $a = t_j$, $b = t_j + T - \tau_k$, получим наиболее “старую” оценку. Для нее характерно разрешение по высоте, равное $\Delta H = cT$, где c – скорость света. Дисперсия такой оценки ухудшается с ростом задержки. Если для этого случая к выражению (1) применить прямое преобразование Фурье, то получим оценку спектральной плотности мощности (СПМ), эквивалентную спектру, вычисленному по значениям сигнала, взятых на интервале $(t_j, t_j + T)$.

Если $a = t_j - m\Delta\tau - \tau_k$, $b = t_j + m\Delta\tau$, $m = 0, 1, 2, \dots$, то получим оценку для т.н. трапецидального суммирования [3], варианты реализации и погрешности оценок которого получены в [3]. Для этой оценки дисперсия КФ не ухудшается с ростом задержки, а высотное разрешение при небольших m равно $\Delta H \approx cT/2$. При больших длительностях импульса, для высот внешней ионосферы наиболее эффективна именно эта оценка.

Если в выражении (1) поменять местами операции сложения и интегрирования, то получим оценку

$$R^*(t_j, \tau_k) = \frac{1}{N} \frac{1}{b-a} \int_a^b \sum_{n=1}^N u_n(x) u_n(x + \tau_k) dx. \quad (2)$$

В разработанном корреляторе применяется именно такая оценка. Сумма, которая стоит под знаком интеграла, для каждого сеанса измерений вычисляется в режиме реального времени и записывается в базу данных. Подынтегральная сумма, деленная на N , является КФ парных выборок в моменты t_j и $t_j + \tau_k$. Предварительный расчет оценок (2) и вычисление по ним параметров ионосферы производится в период между сеансами. Для равенства результатов, полученных согласно выражениям (1) и (2), над суммами не должны производиться операции округления и усечения. Применение такой структуры данных позволяет после измерений вычислять различные оценки корреляционных и спектральных функций для больших и малых высот, а также применить метод восстановления высотных зависимостей мощности и КФ НР сигнала.

Определение тепловых и динамических параметров ионосферы требует вычисления комплексной КФ НР сигнала. Для этого в реальном времени определяются авто-

$$[R_A(t, \tau)]^* = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_{A,n}(t)u_{A,n}(t + \tau), \quad (3a)$$

$$[R_B(t, \tau)]^* = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_{B,n}(t)u_{B,n}(t + \tau), \quad (36)$$

и взаимно-корреляционные

$$[R_{AB}(t, \tau)]^* = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_{A,n}(t)u_{B,n}(t + \tau), \quad (4.a)$$

$$[R_{BA}(t, \tau)]^* = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_{B,n}(t)u_{A,n}(t + \tau) \quad (4.6)$$

функции парных выборок в синфазном (А) и квадратурном (В) каналах. По ним рассчитываются действительная

$$[R_{Re}(t, \tau)]^* = \left([R_A(t, \tau)]^* + [R_B(t, \tau)]^* \right) / 2 \quad (5)$$

и мнимая

$$[R_{Im}(t, \tau)]^* = \left([R_{AB}(t, \tau)]^* - [R_{BA}(t, \tau)]^* \right) / 2 \quad (6)$$

части КФ входного сигнала коррелятора. В выражениях (3) – (6) $t = t_j, \tau = \tau_k$.

В режиме зондирования периодической последовательностью одиночных и сдвоенных радиоимпульсов длительностью $T = 65$ мкс или $T = 130$ мкс, комплексная КФ также вычисляется по измеренным в каналах А и В отсчетам сигнала. Составляющие КФ, из которых образуется комплексная КФ в этом режиме определяются согласно выражению:

$$R(t_j, 0) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^{M-1} u(t_{m+jM})u(t_{m+jM}),$$

$$R(t_j, \tau_k) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^{M-1} u(t_{m+jM})u(t_{m+jM-3(k+6)}) \quad (7)$$

Здесь $\tau_k = \Delta\tau(k+6)$ – задержка для которой вычисляется КФ, численно равная временному интервалу между сдвоенными радиоимпульсами, $\Delta\tau = 3\Delta, k = 1 -$

6, $M = 5$, $\Delta t = t_{m+1} - t_m = 13$ мкс – период квантования по времени. Т.е. изменяются мощность и 6 значений комплексной КФ, которые для высот 100 - 5 км лежат в области ее наиболее информативных значений. Суммирование времени и по множеству осуществляются в реальном времени.

Входной сигнал коррелятора представляет собой аддитивную сумму НР сигнала и шумов на выходе приемного устройства. Зависимости значений КФ НР сигнала $R_{IS}(t_j, \tau)$ от времени запаздывания t_j (или высоты $h = ct_j/2$) при фиксированных задержках $\tau = \tau_k$

$$R_{IS}(t_j, \tau) = R(t_j, \tau) - R_{NS}(\tau),$$

где $R_{NS}(\tau)$ – усредненная КФ шума, которая определяется при времени запаздывания, соответствующего большим высотам (более 2000 км), на котором рассеянный сигнал не обнаруживается радаром.

При расчете КФ сигнала учитывается, что мнимая часть КФ шума при идентичных характеристиках синфазного и квадратурного каналов равна нулю. Т.о. применяя цифровой приемник или синхронный детектор, включенные в обоих каналах идентичные фильтрующие цепи и имеющие один АЧХ на входе, нет необходимости вычитать мнимую часть КФ шума. Если применяются аналоговые детекторы и два АЦП, то коэффициенты передачи в каналах могут отличаться. При определении скорости дрейфа необходимо разделить мнимую часть КФ на действительную. Если коэффициенты передачи напряжению первого и второго каналов равны, соответственно, K_A и K_B , получится уменьшенное в $(K_A^2 + K_B^2)/2K_AK_B$ значение. Для исключения такой погрешности действительная часть КФ нормируется на мощность шума

$$R_{NI}(0) = 0.5[R_{NSA}(0) + R_{NSB}(0)],$$

мнимая часть – на $R_{N2}(0) = \sqrt{R_{NSA}(0)R_{NSB}(0)}$

Отношение сигнал/шум $q(t_j) = R_{IS}(t_j, 0)/R_{NI}(0)$.

В радаре НР применяется антенный переключатель (АП), выполненный на газовых разрядниках. Время их восстановления достигает 1.5 мсек. Для коррекции искажений высотных зависимостей значений КФ измеряется характеристика восстановления (по мощности) АК $K_{SW}(t_j)$. В режиме зондирования радиоимпульсами большой длительности скорректированная КФ будет равна

$$R_{ISC}(t_j, \tau) = R_{IS}(t_j, \tau) / \sqrt{K_{SW}(t_j)K_{SW}(t_j + \tau)}$$

В выражении (9) принято, что обе составляющие КФ $R_{IS}(t_j, \tau)$ уже нормированы на свои мощности шума (при $\tau = 0$ получается отношение сигнал/шум, а не мощность).

В режиме двояных импульсов определяется характеристика восстановления АП в функции от времени запаздывания и времени задержки $K_{SW}(t_j, \tau_k)$. Измеренные КФ НР сигнала делятся на этот коэффициент.

С помощью выражений (2) и (9) получаем интегральную оценку, которая применяется как для действительной, так и для мнимой составляющей КФ НР сигнала.

$$R^*(t_j, \tau_k) = \frac{1}{N} \frac{1}{b-a} \int R_{IS} C(x, \tau_k) dx,$$

$$R^*(t_j, \tau_k) = q^*(t_j, \tau_k) r^*(t_j, \tau_k) \quad (10)$$

Здесь $q^*(t_j)$ – оценка отношения сигнал/шум, $r^*(t_j, \tau_k)$ – оценка нормированной на мощность сигнала КФ (НКФ).

Для интегрирования, а при необходимости и сглаживания оценки, разработана сплайн-квадратурная формула на основе сглаживающих сплайнов Шенберга и Рейнша.

При зондировании ионосферы радиоимпульсами большой длительности из-за изменения мощности сигнала в импульсном объеме (в направлении распространения) возникает смещение полученных оценок КФ рассеивающей среды и рассчитанных по ней температур заряженных частиц. Применяя методику коррекции измеренных КФ, описанную в [3], которая учитывает длительность и форму зондирующего радиоимпульса, изменение мощности рассеянного сигнала в импульсном объеме и алгоритм интегрирования КФ парных выборок можно получить достоверные результаты в этом режиме в диапазоне высот 200-1500 км. Обычно в таком режиме можно получить только параметры внешней ионосферы (выше максимума слоя F2).

Оценка нормированной КФ равна

$$r^*(t_j, \tau_k) = R^*(t_j, \tau_k) / q^*(t_j) K(t_j, \tau_k), \quad (11)$$

$$K(t_j, \tau) = \frac{\Delta P(t_j, \tau)}{\Delta P(t_j, 0)},$$

$$\Delta P(t_j, \tau) = \frac{1}{(\tau + \Delta T(t_j))} \int_{t_j - \tau - \Delta T(t_j)}^{t_j + \Delta T(t_j)} \int_0^{T - \tau} P_{ini}(t-x) U(x) U(x+\tau) dx dt.$$

Здесь $P_m(t) = R(t_j + \alpha T, 0)$, $\Delta T(t_j) = m(t_j)\Delta\tau$, $m=0,1,2,\dots$, $K(t_j, \tau)$ – высотная зависимость коэффициента коррекции. Запись коэффициента m как функции запаздывания означает, что его можно увеличивать с высотой для компенсации роста дисперсии оценки КФ с уменьшением отношения сигнал/шум.

Оценка нормированной КФ дифференциального сечения рассеяния равна $r_{TR}^*(t_j, \tau_k) = r^*(t_j + \alpha T, \tau_k)$, $\alpha = \alpha_0(1 - |\tau_k|/T)$, $\alpha_0 = 0.6 - 0.7$ при длительности зондирующего импульса около 800 мкс. В литературе по НР обычно принимается $\alpha_0 = 0.5$ (т.е. отсчет запаздывания (и пропорциональной ему высоты) производится от середины зондирующего импульса. Сравнение данных, полученных в режимах излучения импульсов длительностью 800 и 65 мкс, а также с модельными расчетами показали, что из-за изменения мощности сигнала в импульсном объеме это приводит к неправильному определению высоты максимума ионизации на 15 - 20 км (неопределенность по высоте).

Оценка спектра НР сигнала

$$S(t_j, f_i) = 1 + 2 \sum_{k=1}^{K_{max}} [R_{Re}(t_j, \tau_k) \cos 2\pi f_i \tau_k - R_{Im}(t_j, \tau_k) \sin 2\pi f_i \tau_k]$$

Оценка огибающей НКФ

$$r_{env}^*(t_j, \tau) = \sqrt{\left[r_{Re}^*(t_j, \tau) \right]^2 + \left[r_{Im}^*(t_j, \tau) \right]^2} \quad (12)$$

Действительную и мнимую части НКФ можно представить так

$$r_{Re}(t_j, \tau) = r_{env}(t_j, \tau) \cos \Omega_d(t_j) \tau,$$

$$r_{Im}(t_j, \tau) = r_{env}(t_j, \tau) \sin \Omega_d(t_j) \tau.$$

Здесь $\Omega_d = 2\pi f_d = 2\pi C_V V_z$; f_d доплеровская частота, V_z скорость дрейфа в радиальном направлении. Для радара с длиной волны около 2-х метров, эта частота не превышает 10...50 Гц для магнитно-спокойных условий. При этом отношение $r_{Im}(t_j, \tau)/r_{Re}(t_j, \tau) \ll 1$. Учитывая это, получим:

$$r_{env}(t_j, \tau) = r_{Re}(t_j, \tau) \sqrt{1 + \left[\frac{r_{Im}(t_j, \tau)}{r_{Re}(t_j, \tau)} \right]^2} \approx r_{Re}(t_j, \tau) \left(1 + 0.5 \left[\frac{r_{Im}(t_j, \tau)}{r_{Re}(t_j, \tau)} \right]^2 \right). \quad (13)$$

Из выражения (13) следует, что знак $r_{env}(t_j, \tau)$ определяет составляющая КФ $r_{Re}(t_j, \tau)$. Этот вывод дает возможность восстановить знак огибающей КФ на всем ее протяжении.

Для расчета температур обычно применяется сравнение измеренной НКФ $r_{env}(h, \tau)$ с рассчитанными в соответствии с теоретическим выражением корреляционными функциями тепловых флуктуаций электронной плотности $r_T(\tau, T_i, T_e)$ [5]. Задача нахождения температур сводится к нахождению минимума невязки в соответствии со среднеквадратическим критерием:

$$f(h_j, T_e) = \min_{(T_i, T_e) \in T_i \times T_e} \sum_{k=1}^K \frac{1}{D[r(h, \tau_k)]} \left[r_{env}(h_j, \tau_k) - r_T(h_j, \tau_k, T_i, \beta) \right]^2 \quad (14)$$

Здесь подразумевается, что элемент T_i принадлежит множеству T_i , а элемент T_e множеству T_e , $\beta = T_e/T_i$, $D[r(h, \tau_k)]$ – дисперсия оценки НКФ, которая используется в качестве весового коэффициента.

Для определения минимума нелинейной функции нескольких переменных, сначала она преобразуется в функцию одной переменной – номера КФ, а затем применяется метод координатного спуска, который позволяет решить задачу минимизации функции одной переменной без расчета производных. Рассчитаем N корреляционных функций рассеивающей среды:

$$r_T(\tau, n) = r_T(\tau, T_{il}, \beta_m) \quad (15)$$

Эти функции охватывают возможные комбинации ионной температуры и отношения температур, взятых с шагом соответственно ΔT_i и $\Delta \beta$, начальными значениями $T_{i \text{ нач}}$ и $\beta_{\text{нач}}$. Максимальное количество элементов для ионной температуры положим равным L , для отношения температур – M . Максимальное количество рассчитанных КФ равно $N = LM$. При расчете КФ значения элементов выбирается согласно следующему условию:

$$\begin{cases} T_i(l) = T_{i \text{ нач}} + (l - 1)\Delta T_i, l = 1, 2, \dots, L. \\ \beta(l, m) = \beta_{\text{нач}} + (m - 1)\Delta \beta, m = 1, 2, \dots, M. \end{cases} \quad (16)$$

Для этого алгоритма в выражении (14) заменим $f(h, T_i, T_e)$ на $f(h, n)$ и НКФ $r_T(h, \tau_k, T_i, \beta)$ в соответствии с выражением (15). После определения теоретической функции с номером n^* , соответствующей минимуму, значения физических параметров можно найти согласно выражениям (16), где l и m определяются по полученным из (16) формулам:

$$l = \text{INT}\left(\frac{n^* - 1}{M}\right) + 1, \quad m = n - \text{INT}\left(\frac{n^* - 1}{M}\right) \cdot M$$

Здесь $\text{INT}()$ – операция усечения числа до целого. Электронная температура будет равна $T_e = T_i \beta$. Так как $n^* = n_j$ локализована в интервале $[n_{j-1}, n_{j+1}]$,

то погрешность в определении T_i и β не превышает шага по соответствующему параметру, а в благоприятном случае половины этого значения.

Методика определения электронной концентрации (N_e) основана на зависимости мощности (отношения сигнал-шум) НР сигнала от N_e [6]

$$N_e(h) = 1.24 \times 10^{10} \frac{q(h)h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)]}{q(h_0)h_0^2 [1 + T_e(h_0)/T_i(h_0)]} (f_0 F_2)^2$$

где h_0 – высота максимума слоя F_2 , q – отношение сигнал-шум.

Скорость дрейфа ионосферной плазмы определяется по частоте Доплера $f_z(t_j)$: $2\pi f_z(t_j) = \Delta\varphi(t_j, \tau_k)/\tau_k$, где $\Delta\varphi(t_j, \tau_k)$ – приращение фазы при $\tau = \tau_k$ относительно фазы при $\tau = 0$. При разных задержках рассчитанная скорость одинакова с точностью до статистических флуктуаций. Оценка частоты в этом случае может быть взята как среднее при разных k , а оценка скорости дрейфа [7]

$$V^*(t_j) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{1}{K_{\max}} \frac{\sum_{k=1}^{K_{\max}} \Delta\varphi(t_j, \tau_k)}{\tau_k} \quad (17)$$

На радарх НР (Миллстоун-Хилл, США), ИСЗФ РАН [8], Институт ионосферы) применяется также оценка скорости, полученная методом наименьших квадратов:

$$V^*(t_j) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{1}{K_{\max}} \frac{\sum_{k=1}^{K_{\max}} G_k \Delta\varphi(t_j, \tau_k)}{\sum_{k=1}^{K_{\max}} G_k \tau_k^2} \quad (18)$$

Здесь G_k – весовые коэффициенты,

$$\Delta\varphi(t_j, \tau_k) = \arctg(r_{\text{Im}}^*(t_j, \tau_k) / r_{\text{Re}}^*(t_j, \tau_k)). \quad (19)$$

Заметим, что для среднеширотной ионосферы вертикальная составляющая скорости дрейфа обычно не превышает 100 - 200 м/сек. В используемом интервале задержек τ отношение мнимой и действительной составляющих получается не более 0.3. В этом случае из выражения (19) получим

$$\Delta\varphi(t_j, \tau_k) \approx r_{\text{Im}}^*(t_j, \tau_k) / r_{\text{Re}}^*(t_j, \tau_k). \quad (20)$$

Применение выражения (20) при малых отношениях сигнал/шум более предпочтительно, т.к. из-за больших флуктуаций мнимой составляющей применение нелинейного равенства (19) в выражении (17) может вызвать смещение оценки скорости дрейфа.

3. Применение составного зондирующего сигнала. Составной зондирующий сигнал предназначен для улучшения разрешения по высоте измеренной электронной концентрации в нижней ионосфере. Он состоит из двух частотных элементов с большой (около 0.7 мс) и малой (около 0.1 мс) длительностями, обеспечивающими необходимое разрешение по высоте и возможность определения 18 отсчетов КФ НР сигнала. Мощность НР сигнала, полученная при рассеянии зондирующего сигнала малой длительности используется также в качестве $P_{im}(t)$ для расчета коэффициента коррекции в выражении (11).

Т.к. температуры заряженных частиц изменяются медленнее, чем электронная концентрация, то можно получить параметры ионосферы с приемлемым высотным разрешением в диапазоне высот 80 - 1200 км и более. Мощность, рассеянная при излучении короткого радиоимпульса, измеряется дополнительным квадратурным приемным каналом, выходы которого подключены ко двум дополнительным АЦП коррелятора. Квантование сигналов в основных и дополнительных каналах происходит одновременно, а ввод в ПК последовательно.

4. Результаты измерения основных параметров ионосферной плазмы.

На рис.2 приведено высотное распределение НКФ, а на рис.3 высотные зависимости сечения рассеяния в основном (разрешение по высоте 90 км) и дополнительном (разрешение по высоте 10 км) каналах при зондировании ионосферы составным сигналом. На рис. 3 хорошо видно слоистую структуру ионосферы, сглаженную при зондировании импульсом большой длительности.

На рис. 4 показан суточный ход электронной концентрации, ионной и электронной температур во время отрицательной ионосферной бури, вызванной сверхсильной магнитной бурей 30 мая 2003 г. (индекс K_p изменялся от 8 до 4 в течении суток). Буря была вызвана солнечными вспышками в ночь с 27 на 28 мая 2003 г. На рисунках видно, что в ночное время в несколько раз уменьшилась электронная концентрация и резко увеличился нагрев ионосферной плазмы: ионная температура увеличилась до 1500К, электронная температура – до 2500К на высоте 308 км, примерно в 1.8 раза возросло отношение электронной и ионной температур (по сравнению с невозмущенной ионосферой, когда в ночное время это отношение равно 1).

На рис.5 и рис.6 показаны суточные хода тех же параметров во время частичного затмения Солнца 31 мая 2003 г. (степень покрытия диска Солнца лунной составляло около 0.46). Хорошо видна быстрая реакция значений электронной температуры на изменение фазы затмения Солнца.

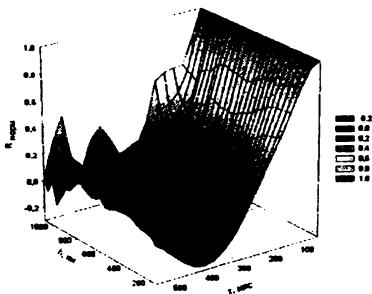


Рис 2 Высотное распределение НКФ

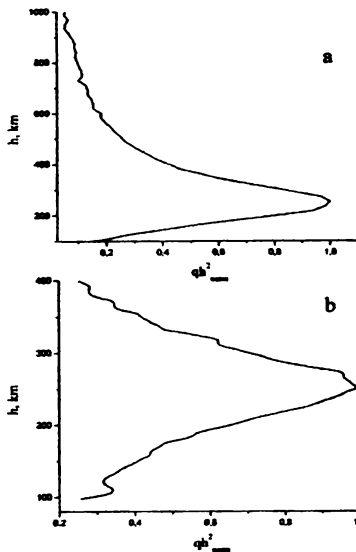


Рис 3. Высотное распределение сечения рассеяния $qh^2_{\text{пог}}$ в основном (а) и дополнительном (б) каналах

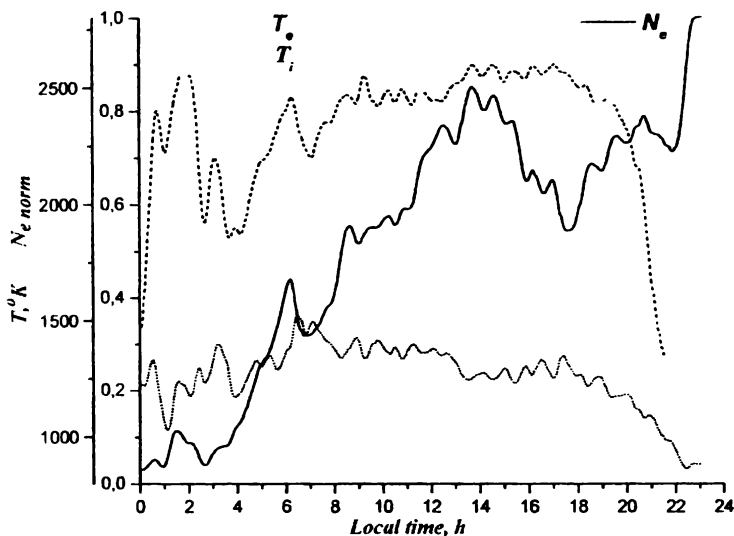


Рис.4. Суточный ход основных параметров ионосферы во время сильной магнитной бури 30.05.2003 г. Высота 308 км

Уменьшение электронной температуры на высоте 308 км составило 500 - 600 К. Охлаждение ионов малозаметно.

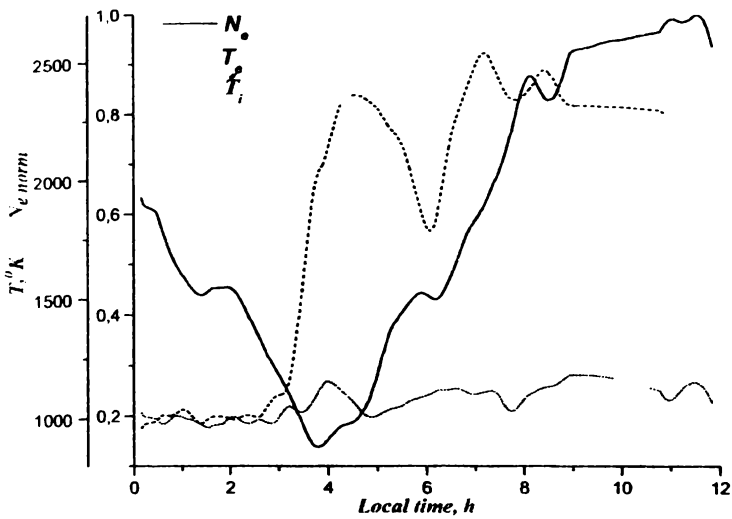


Рис. 5. Временные зависимости основных параметров ионосферы 31.05.2003 г. Высота 250 км.

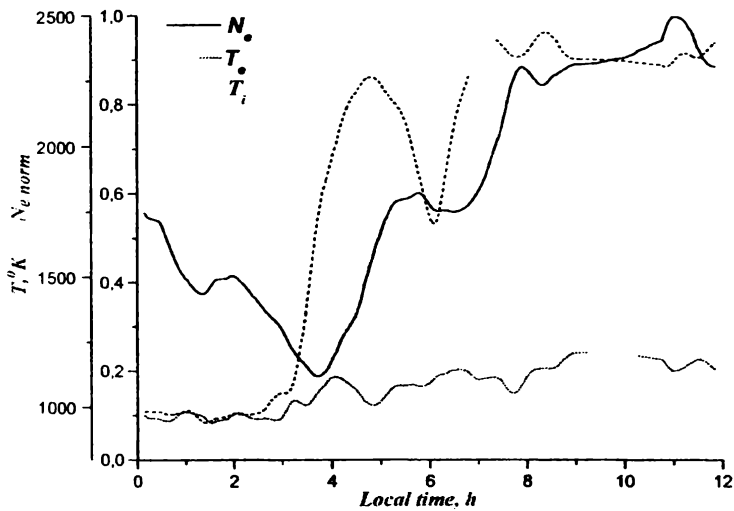


Рис. 6. Временные зависимости основных параметров ионосферы 31.05.2003 г. Высота 308 км.

Наблюдается также небольшое уменьшение электронной концентрации. Отличие от затмения 1999 г., которое происходило в магнитоспокойной обстановке, в дневной период состоит в том, что в 2003 г. затмение совпало с восходом Солнца над измерительной установкой и окончанием магнитной

бури. Данные, показанные на рис.4 – 6 получены при обработке КФ НР с нала, измеренных в режиме излучения радиоимпульсов большой длительности. Временные зависимости строились в реальном времени. Время накопления равно 1 мин. Полученные зависимости дополнительно обрабатывались сглаживающими сплайнами. Одновременно измерялась скорость дрейфа иносферной плазмы. Из данных исключены результаты воздействия отражений от летательных аппаратов. При вторичной обработке производится суммирование высотных зависимостей КФ за время, равное 15 мин. и вычисление по ним электронной концентрации, температур заряженных частиц, скорости дрейфа и ионного состава. При этом статистическая погрешность измерения, например, температур в дневное время уменьшается от 50 - 70 К до - 20 К (без сплайнового сглаживания).

Выводы. Разработана новая измерительная система многоканальной программируемый коррелятор на персональном компьютере, методика и программы первичной обработки НР сигнала, образованного при зондировании ионосферы сигналами различной длительности. По измеренным корреляционным и спектральным функциям НР сигнала рассчитаны высотные зависимости основных параметров ионосферы в реальном масштабе времени. Разработанная методика коррекции измеренных КФ позволяет определить характеристики рассеивающей среды с точностью, достаточной для геофизического анализа. С помощью коррелятора получены достоверные данные о поведении ионосферы во время сверхсильной магнитной бури и солнечного затмения. Данные о поведении ионосферы во время ионосферной бури и солнечного затмения можно применить для геофизического анализа и создания модели ионосферы в возмущенном состоянии.

Список литературы: 1. Г. А. Балл. Аппаратурный корреляционный анализ случайных процессов – М. Энергия, 1968, 160 с. 2. Лысенко В.Н. Кочергин А.Г. Измерение параметров ионосферы методом НР с использованием аппаратуры обработки на цифровых процессорах // Тез. докл. X конференции по распр. радиоволн. Ульяновск: УлПИИ. 1993, С. 72. 3. Holt J.M., Rhoda D. Tetenbaum D. and van Eyken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Science 1992.- Vol. 27, № 3, P. 435 - 447. 4. Лысенко В.Н. Измерение параметров ионосферы средствами корреляционной обработки НР сигнала // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. Харьк. Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. 2002, Т. 7, № 1, С. 82 - 88. 5. The use of the quist theorem in general quasi - equilibrium situations // Journ. of Geophysical Research.- Vol. 1979, P. 1930 - 1932. 6. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР радиоволн // ТИИЭР. 1969, Т. 57, № 4, С. 139 - 175. 7. Лысенко В.Н. Измерение вертикальной составляющей скорости дрейфа плазмы и кинетических температур в ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001, Т. 41, № 3, С. 365 - 368. 8. Штынев Б.Г., Заруднев В. Кушнарев Д.С., Медведев А.В. Особенности корреляционной обработки сигналов НР на радиусе ИСЗФ // Тр. XX всеросс. научн. конф. "Распространение радиоволн" Нижний Новгород НИРИ РАН. 2002, С. 50 - 51.

Поступила в редколлегия 20. 04. 0

В.Н. ЛЫСЕНКО, канд. физ.-мат. наук, *И.Б. СКЛЯРОВ* (г. Харьков)

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ИОНОЗОНДА В СОСТАВЕ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ИНСТИТУТА ИОНОСФЕРЫ

Розглянуто особливості роботи автоматичної іоносферної станції та її сумісна робота з радаром некогерентного розсіяння. Одержана після цифрової обробки інформація дозволяє суттєво підвищити інформативність іоносферних даних.

Features of automatic ionospheric stations operation jointly with IS radar are considered. The information obtained after digital processing allows to essentially increasing ionospheric data quality.

Введение. Среди различных радиофизических методов исследования ионосферы наибольшее распространение получили методы вертикального и возвратно-наклонного зондирования радиоимпульсами, частота заполнения которых изменяется автоматически в КВ диапазоне. Частота отраженного от ионосферы сигнала не превышает максимальной критической частоты F_0F_2 слоя F. В мире имеется большое число станций такого типа, которые по выотно-частотной характеристике (ВЧХ) ионосферы $Z_d(f)$ позволяют определить частоты отражения от слоев E, F1, F2 и соответствующие им действующие высоты. Метод позволяет получить высокое временное разрешение – до нескольких десятков секунд (без вывода ионограммы на бумажный носитель). Существуют различные методики расчета высотного распределения концентрации электронов $N_e(h)$ по измеренным ВЧХ [1]. Однако возможна неоднозначность при ее расчете. Другим недостатком метода является то, что не измеряется электронная концентрация во впадинах профиля (долине) и выше максимума слоя F2. Метод некогерентного рассеяния (НР) радиоволн позволяет определить параметры ионосферы в широком высотном диапазоне 60 – 1500 км. Он является наиболее информативным радиофизическим средством для дистанционного измерения параметров ионосферной плазмы. Однако временное разрешение при небольшой частоте повторения для него должно быть больше 30 - 60 сек из-за шумоподобного характера рассеянного сигнала и связанной с этим необходимости временного накопления измеренных параметров НР сигнала. Для определения электронной концентрации ниже максимума ионизации необходимо применять сложные зондирующие сигналы.

Обычно ионозонд используется в составе радара НР только для калибровки нормированных к максимальному значению высотных зависимостей электронной плотности, полученных методом НР. Подключение к нему ана-

лого-цифрового преобразователя, сопряженного с компьютером, и соединение этого компьютера с сетью, объединяющей компьютеры системы обработки, позволяет объединить средства когерентного и некогерентного приема сигналов для повышения точности измерений и увеличения числа измеряемых параметров ионосферной плазмы. Это является актуальной задачей радиофизики. Цель работы показать возможности объединенной измерительной системы и продемонстрировать экспериментальные результаты, которые позволяют получать дополнительную информацию.

Ионозонд. Автоматическая ионосферная станция "Базис" позволяет проводить вертикальное, наклонное и трансionoсферное зондирование и определять высотнo-частотные характеристики ионосферы в диапазоне частот от 0.3 до 20 МГц, дистанционно-частотные от 0.3 до 40 МГц, трансionoграммы в диапазоне от 0.3 до 15.95 МГц. Закон изменения частоты зондирования дискретный, линейно возрастающий с шагом от 1 до 100 КГц, с возможностью выбора начальной частоты зондирования. Количество рабочих частот в одном сеансе зондирования – 400. Количество импульсов, последовательно излучаемых на каждой из 400 частот – от 1 до 256 из ряда 2^N

В составе радара НР АИС используется в режиме вертикального зондирования и служит для определения критической частоты с целью привязки по ней максимума слоя F2. Блок-схема ионосферной станции представлена на рис. 1.

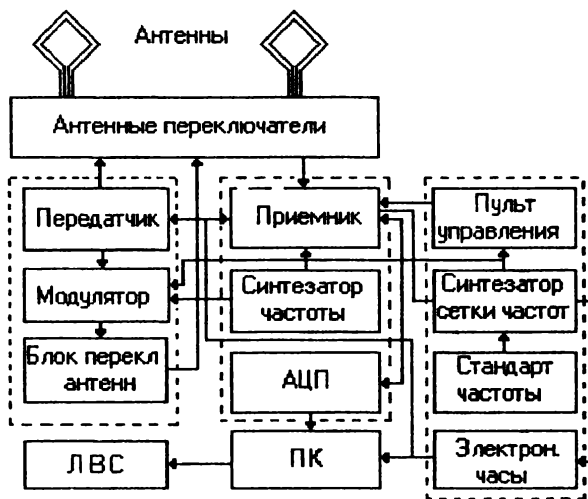


Рис 1. Блок-схема АИС "Базис" с ПК и ЛВС.

Приемная и передающая антенны станции идентичны и расположены ортогонально. Каждая из антенн состоит из двух вертикальных ромбов. Ма-

льный ромб работает в диапазоне частот 6 - 20 МГц, большой - 6 МГц. Переключение антенн производится антенным переключателем.

Передатчик АИС "Базис" работает в диапазоне частот 0.3 - 20 МГц. Выходная мощность составляет 10 кВт при длительности излучаемого импульса 100 мкс. Частота следования импульсов может меняться от 3.125 Гц до 25 Гц. Передатчик представляет собой мощный импульсный усилитель с сеточной модуляцией. Приемное устройство станции "Базис" выполнен по супергетеродинной схеме с многократным преобразованием частоты. Чувствительность приемника составляет от 10 до 15 мкВ, в зависимости от диапазона принимаемых частот. Ширина полосы пропускания на уровне 0.7 может принимать значения от 1 до 100 кГц. Ослабление помех зеркального канала не менее 80 дБ.

Модернизация станции «Базис» заключается в разработке и подключению к видеоусилителю приемного устройства 8-ми разрядного АЦП, сопряженного с персональным компьютером (ПК) и системой синхронизации станции. Компьютеры, входящие в состав радара НР, объединены локальной сетью (ЛВС). Подключение к ней ПК ионозонда позволит получить дополнительную информацию в реальном времени и объединить управление и контроль всеми измерительными средствами, применяемыми при проведении экспериментов по исследованию ионосферы.

Применение ионозонда в объединенной измерительной системе. Определение высотной зависимости $N_e(h)/N_{\text{emax}}$ производится методом НР, а расчет электронной концентрации производится согласно выражению [2, 3]

$$N_e(h) = 1.24 \times 10^{10} \frac{q(h)h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)]}{q(h_0)h_0^2 [1 + T_e(h_0)/T_i(h_0)]} (f_0 F2)^2, \quad (1)$$

где $h = h_0$ и $f_0 F2$ – высота максимума и критическая частота слоя F2, $q(h)$, $T_e(h)$, $T_i(C_q)$ – соответственно отношение сигнал/шум НР сигнала, электронная и ионная температуры.

Если выбраны способ аппроксимации ВЧХ и математическая модель долины, то по данным АИС может быть решена обратная задача – произведен расчет зависимости электронной плотности от высоты для области ниже максимума ионизации. В этом случае появляется возможность проверить точность измерения отношения $\beta = T_e(h)/T_i(h)$ решая уравнение (1) относительно β . Такой расчет – достаточно трудоемкая задача, если данные АИС не получены в цифровом виде.

Применение радара НР и АИС как комплекса для измерения статистических характеристик радиошумов. При определении параметров ионосферы методом НР вычисляется мощность шума на выходе приемного уст-

устройства для временного запаздывания относительно переднего фронта зондирующего радиоимпульса, соответствующего высоте, где сигнал НР не регистрируется. Эту мощность можно использовать для мониторинга суточного хода космических шумов во время магнитоспокойного и возмущенного состояний ионосферы [4].

Для определения параметров ионосферы (при калибровке согласно выражению (1)) не требуется знание абсолютных мощностей сигнала и шума. Абсолютную мощность шума можно определить, имея калиброванный источник шума в антенном тракте. С этой же целью можно использовать данные ионозонда. При измерении методом НР электронная концентрация будет равна

$$N_e(h) = C_q q(h) h^2 [1 + T_e(h) / T_i(h)] \quad (2)$$

или

$$N_e(h) = C_p P_s(h) h^2 [1 + T_e(h) / T_i(h)] \quad (3)$$

и

$$C_q = C_p / P_n. \quad (4)$$

Здесь C_p – константа, которая зависит только от параметров зондирующего импульса и систем радара НР, P_n – мощность шума, приведенная к входу измерительной системы, C_q – коэффициент, который зависит от изменения мощности шума (или эффективной шумовой температуры) измерительной системы в течение суток и вычисляется с помощью выражений (1) и (2):

$$C_q = \frac{N_e(h_0)}{q(h_0) h_0^2 [1 + T_e(h_0) / T_i(h_0)]} \quad (5)$$

С другой стороны, из уравнения радиолокации для НР сигнала [2] получим для харьковского радара

$$C_p \approx \frac{1.2 \times 10^{26}}{P_n \Delta H},$$

где $\Delta H = c T_n / 2$, c – скорость света, T_n – длительность зондирующего импульса, P_n – импульсная мощность передающего устройства.

Из выражения (4) получим, что мощность шума, приведенная к входу приемного устройства, равна $P_n = C_p / C_q$. Эффективная шумовая температура системы равна [5] $T_n = T_{\text{косм}} + T_\phi (1 - \eta) + T_{\text{пр}} / \eta$, а космических шумов $T_{\text{косм}} = T_n - T_\phi (1 - \eta) - T_{\text{пр}} / \eta$. Здесь T_ϕ – физическая температура антенно-фидерного устройства, $T_{\text{пр}}$ – эффективная шумовая температура приемного устройства, $\eta_{\text{пр}}$ – коэффициент передачи антенно-фидерного тракта в режиме приема.

Мощность космических шумов, приведенная к входу измерительной системы равна

$$P_{\text{косм}} = k T_{\text{косм}} (2\Delta F) = P_n - P_\phi (1 - \eta) - T_{\text{пр}} / \eta. \quad (6)$$

где $P_{\phi} = kT_{\phi}\Delta F$; k – постоянная Больцмана; $P_{\text{пр}} = kT_{\text{пр}}(2\Delta F)$; $2\Delta F$ – полоса пропускания приемного тракта.

Таким образом, определив электронную концентрацию с помощью автоматической ионосферной станции и отношение сигнал/шум и кинетические температуры методом НР, мы получили возможность дополнительно определять абсолютные значения мощности космических шумов.

На рис. 2 – 5 приведены временные зависимости мощности шума, измеренные на выходе радиоприемного устройства радара НР во время работы по международному геофизическому календарю для радаров НР. При последующей обработке они могут использоваться для определения абсолютных значений мощности на входе измерительной системы.

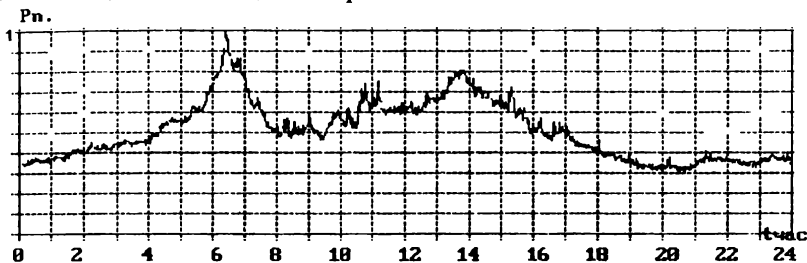


Рис. 2. Суточный ход мощности шума за 06.05.99 г.

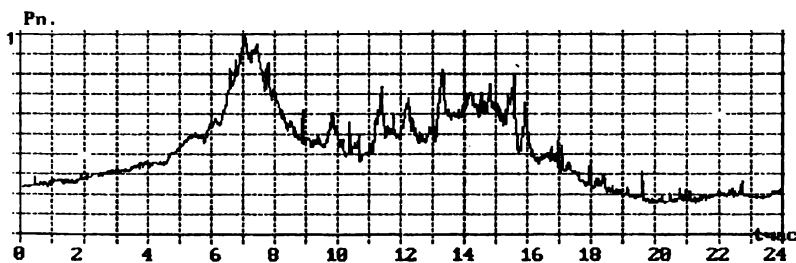


Рис. 3. Суточный ход мощности шума за 27.04.2001 г.

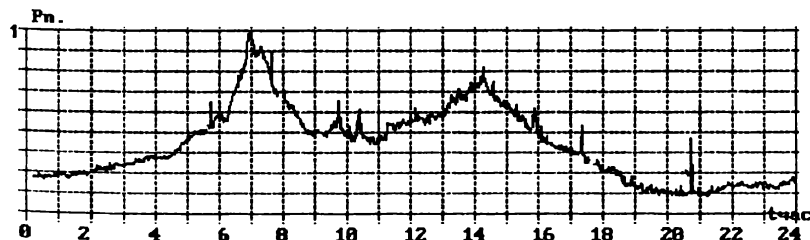


Рис. 4. Суточный ход мощности шума за 28.04.2001 г.

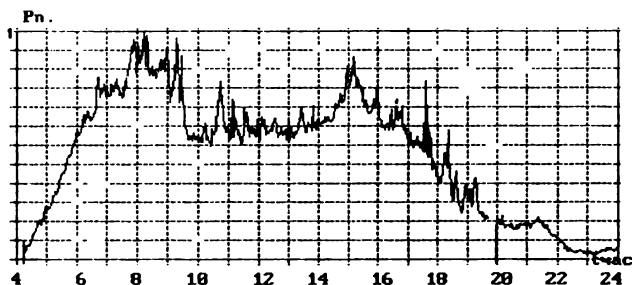


Рис. 5. Суточный ход мощности шума за 16.04.2002г.

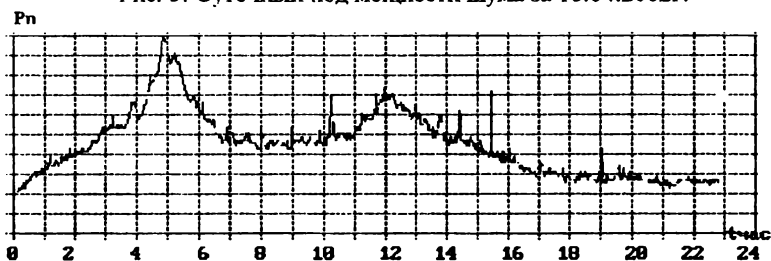


Рис. 6. Суточный ход мощности шума за 30.05.2003

Два максимума с разницей около 7 часов, причиной которых, по-видимому, являются нетепловые радиоисточники, сдвигаются влево на интервал около 4 минут в сутки. Всплески шумового излучения большой интенсивности (рис. 3 - 5), длительность которых меняется от единиц до десятков минут, наблюдаются в дневное время, во время магнитных бурь, возможно, после вспышек в солнечной хромосфере. Во время очень сильной магнитной бури 30.05.2003 - 31.05.2003 гг., вызванной вспышками на Солнце в ночь с 27 на 28 мая, таких сильных всплесков не наблюдалось (рис. 6).

Выводы. Объединение в единую измерительную систему автоматической ионосферной станции и радара НР позволяет не только определять высотные зависимости электронной концентрации, но и получать дополнительную информацию, пригодную для геофизического анализа.

Список литературы: 1. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. М.: "Сов радио", 1972, 464 с. 2. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР. 1969, т. 57, № 4, с. 139 - 175. 3. Емельянов Л.Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэронавигация. 2002, т. 42, № 1. С. 116 - 120. 4. Е. И. Григоренко, С. В. Лазоренко, В. И. Таран и др.. Волновые возмущения в ионосфере, сопровождавшие вспышку на Солнце и сильнейшую магнитную бурю 25 сентября 1998 г. Геомагнетизм и аэронавигация. 2003, т. 4, № 6, с. 770 - 787. 5. Краус Дж.Д. Радиоастрономия. Пер. с английского под ред. Железнякова В.В. М.: "Сов. радио", 1973, 456 с.

Поступила в редколлегию 25.04.04

М. В. ЛЯШЕНКО, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ХАРЬКОВЕ И МИРОВОЙ СЕТИ ИОНОЗОНДОВ

Представлено аналіз варіацій критичної частоти та інших іоносферних параметрів за даними світової мережі іонозондів та харківського радару некогерентного розсіяння. Показано, що в іоносфері в різноманітних геліогеофізичних умовах присутні квазіхвильові процеси з різними часовими та просторовими масштабами. Отримано, що хвильові процеси можуть вносити значний вклад в відгук іоносфери на магнітні збурення різної інтенсивності.

Analysis of worldwide ionosonde net and Kharkov incoherent scatter radar critical frequency variations and other ionospheric parameters is presented. It is shown that in ionosphere in different heliogeophysical conditions are present the quasi wave processes with different temporary and spatial scales. It is obtained that wave processes can make significant contribution to response of the ionosphere on different intensity magnetic disturbances.

Введение. Моделирование и физическая интерпретация вариаций электронной концентрации (N) и других ионосферных параметров остается одной из основных задач исследования ионосферы. Актуальным является объяснение природы значительных флуктуаций N с временными масштабами от нескольких часов до нескольких суток. В основном, их появление связывают с ионосферными эффектами магнитных бурь (МБ) [1]. Однако значительные отклонения N от медианных значений возможны не только в периоды МБ. В последнее время стали обращать внимание на возможный вклад в эти вариации квазипериодических возмущений, источники которых могут находиться как в термосфере, так и нижележащих слоях атмосферы [2-5]. Значительная часть исследований волновых возмущений выполнена в высоких широтах. Их исследование является важным и для физики атмосферы, поскольку волновые возмущения являются важным элементом взаимодействия различных слоев атмосферы [2, 6].

Целью данной работы является изучение роли волновых процессов с периодами от нескольких часов до нескольких суток в поведении ионосферных параметров в средних широтах в спокойных и возмущенных условиях. Кроме данных мировой сети ионозондов, использованы результаты измерений харьковского радару некогерентного рассеяния (НР) Института ионосферы, единственного в средних широтах Европы [7].

Результаты и обсуждение. По данным мировой сети ионозондов рассмотрены изменения критической частоты (f_oF2) области F2 ионосферы, которая является мерой максимальной электронной концентрации (N_m) в обла-

ти F2. Ранее [8], анализ вариаций f_oF2 ото дня ко дню в различные часы суток показал, что в ионосфере в определенные периоды возможно продолжительное существование волн с временными масштабами ~ 7 суток и относительной амплитудой до 40 %, поведение которых не отражается в полной мере изменениями солнечной и геомагнитной активностей.

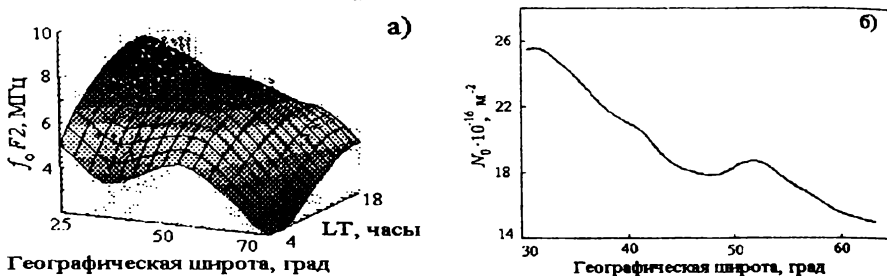


Рис. 1.

Для выявления пространственной структуры планетарных волн рассмотрены вариации электронной концентрации в области F2 в средних широтах западного полушария, где в настоящее время работает наибольшее число ионозондов. На рис. 1 представлен пример пространственных вариаций f_oF2 (апрель 1998 г.) для западного полушария (см. рис. 1а), в сравнении с широтными вариациями полного электронного содержания N_0 в восточном полушарии (см. рис. 1б). Известно, что наибольший вклад в N_0 (порядка 2/3) вносит N в районе максимума области F2. Несмотря на значительную роль магнитного поля в формировании структуры ионосферы, видно, что широтные вариации f_oF2 для западного и восточного полушарий подобны в географической и различаются в геомагнитной системе координат. Данная закономерность является устойчивой и указывает на значительную роль атмосферных периодических вариаций, порождаемых термическим нагревом, а также на более тесное взаимодействие нейтральной и ионизированной компонент. В частности, "горб" в широтных вариациях N на географической широте около 50° соответствует максимуму функции Хафа волн Россби с зональным волновым числом $m=2$ и меридиональным волновым числом $n=4$ [9].

Представленные выше результаты указывают на существование устойчивой периодической структуры в ионосфере с временными масштабами до нескольких дней. Данные [2, 3] позволяют предположить наличие таких структур и на меньших временных и пространственных масштабах. Из долготных зависимостей (рис. 2), видно, что на одних долготах изменения критической частоты Δf_oF2 значительные (для приведенного примера 65° з. д. и 120° з. д.), на других – почти не отклоняются от медианы (86° з. д.). Такое поведение f_oF2 можно объяснить присутствием в ионосфере стоячих волн, в узлах которых электронная концентрация почти постоянна, а в пучностях флукутирует от минимальных до максимальных значений. При регистрации на одной станции они будут проявляться в виде колебаний N с временными

масштабами 2 – 6 часов. Не исключено, что подобные структуры существуют и в других регионах. Для изучения физической природы квазипериодических возмущений использованы данные харьковского радара НР. Результаты измерений указывают на почти постоянное присутствие в ионосфере волновых процессов с временными масштабами порядка нескольких часов как в спокойных, так и возмущенных условиях. Исходя из времени появления (после восхода Солнца на соответствующей высоте) и изменения фазы волны по высоте, сделан вывод, что, данный тип волн представляет собой высокие моды ($m = 4 - 6$) термосферного прилива с источником нагрева преимущественно на ионосферных высотах (летом) и в нижележащих слоях атмосферы (зимой) [4].

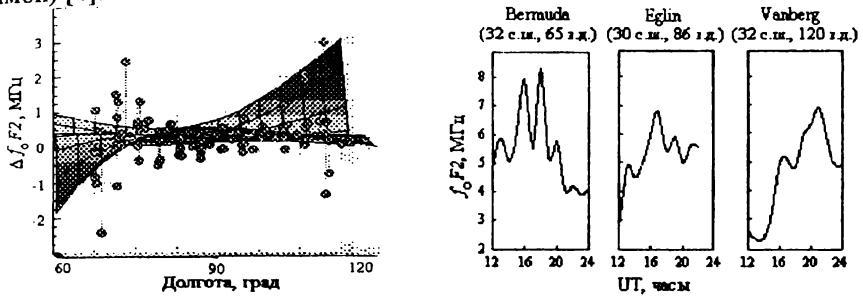


Рис. 2.

Анализ периодов, когда происходит переход от спокойных к возмущенным условиям, позволил установить дополнительные особенности квазипериодических возмущений. Этот вопрос был рассмотрен более подробно на примере МБ 11 февраля 1999 г., начавшейся после спокойных условий.

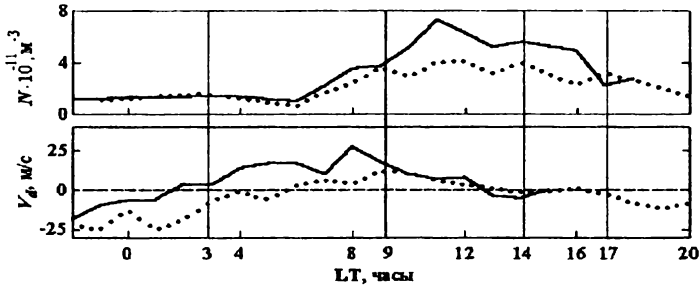


Рис. 3.

Получено, что в течение 10 (точки) – 11 (непрерывная линия) февраля 1999 г. в ионосфере наблюдались значительные вариации N и вертикальной составляющей скорости дрейфа V_d (рис. 3). Как показано на рис. 3, в течение всего периода присутствовали квазипериодические возмущения различной амплитуды с периодом около 2 – 4 часов. Данные волны сопровождалась прохождением терминатора. Их амплитуда в соседние дни различалась из-за начавшейся в ночь на 11.02.99 г. МБ, при этом 11 февраля амплитуда первого

и третьего колебаний N , считая от восхода Солнца, несколько уменьшилась, а амплитуда второго колебания возросла более чем в 2 раза. Колебания скорости дрейфа V_d днем 10 февраля составили 10 – 15 м/с и происходили синхронно с вариациями N во всем диапазоне высот (при увеличении N вертикальная составляющая скорости дрейфа V_d направлена вверх). После начала возмущения колебания скорости дрейфа усилились и приобрели более сложный характер.

Выводы.

1. Проведенный анализ данных мировой сети ионозондов и данных радара НР подтверждает значительный вклад квазипериодических возмущений в вариации электронной концентрации в области F2 ионосферы с временными масштабами от нескольких часов до нескольких суток. 2. Данные мировой сети ионозондов свидетельствуют, что в ионосфере возможно продолжительное существование планетарных волн с временным масштабом ~ 7 суток. 3. Из анализа долготных зависимостей, следует, что на одних долготах изменения критической частоты значительные, на других – почти не отклоняются от медианы. Такое поведение f_oF2 можно объяснить присутствием в ионосфере стоячих волн с временными масштабами 2 – 6 часов. 4. По данным метода НР в ионосфере почти постоянно присутствуют квазипериодические процессы с временным масштабом порядка нескольких часов как в спокойных, так и возмущенных условиях. 5. Термосферные возмущения могут вносить значительный вклад в рост N вблизи полудня и, таким образом, могут быть одним из существенных механизмов формирования положительной фазы ионосферной бури.

Автор благодарит проф. Черногора Л.Ф., канд. физ.-мат. наук Захарова И.Г. за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы, а также Емельянова Л.Я., Скиярова И.Б., Черняка Ю.В. за проведение экспериментов.

Список литературы: 1. *Buonsanto M.J.* Recent results of the CEDAR Storm Study // *Adv. Space Res.*, 1997, 20, № 9, pp. 1655-1664. 2. *Черногор Л.Ф.* Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // *Радиофизика и радиоастрономия*, 2003, т.8, № 1, С. 56 - 104. 3. *Younger P.T., Pancheva D., Middleton H.R., Mitchell H.J.* The 8-hour tide in the Arctic mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.*, 2002, 107, № A12, p. 1420 - 1431. 4. *Zhang S.P., Goncharenko L.P., Salah J.E.* Climatology of neutral winds in the lower thermosphere over Millstone Hill (42.6 N observed from ground and from space) // *J. Geophys. Res.*, 2003, 108, № A1, p. 1051 - 1061. 5. *Захаров И.Г., Мозговая О.Л.* О термосферно-ионосферных возмущениях в спокойных и возмущенных условиях // *Оптика атмосферы и океана*, 2002, т. 15, № 12, С. 1137 - 1141. 6. *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М., 1978, 532 с. 7. *Таран В.И.* Исследования ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове // *Вестник Харьковского государственного политехнического университета*, 1999, вып. 31, С. 3 - 9. 8. *Захаров И.Г., Ляшенко М.В.* Сравнение экспериментальных и модельных значений полного электронного содержания в ионосфере над Восточной Европой // *Радиофизика и радиоастрономия*, 2003, т. 8, № 3, С. 280 - 286. 9. *Мак-Кормак Б., Селига Т.* Солнечно-земные связи, погода и климат. М., 1982, 384 с.

Поступила в редколлегию 18.04.04

А.М. НИКИТИН, (г. Харьков, НТУ"ХПИ")

РАСЧЕТ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРА И ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ЛДИС

Приведено оцінний розрахунок потужності випромінювача, що дозволяє одержати стійкий сигнал лазерного доплеровського вимірника швидкості (ЛДВШ), для оптичних систем, адаптованих до вимірювання характеристик потоків у складних каналах енергетичного та теплотехнічного устаткування. Показано ефективність алгоритму на етапі компоновання оптичних схем ЛДВШ.

Estimated calculation of the radiation power is adduced, permitting to receive a steady signal of a laser Doppler anemometer (LDA), for the optical systems adapted to measurements of flows characteristics in the composite channel power and heat engineering of the equipment. Efficiency of algorithm at a phase of layout LDA optical schemes is shown.

Конструкции оптических схем (ОС) лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) [2, 3] разрабатываются с учетом условий измерений, выполняемых для ряда экспериментальных задач. Поэтому не существует универсальных схем измерителей, удовлетворяющих массовым требованиям [2]. Учитывая ограничения и особенности доступа к потокам рабочих сред в каналах теплоэнергетического оборудования, в первом приближении, компоновка оптическая схема должна удовлетворять следующим требованиям. Расстояние от поверхности выходной линзы до измерительного объема не менее $f_{но}$. Размер разделяющего оптического окна в стенке канала не более d_k . Диапазон измеряемых скоростей $[V_{min} + V_{max}]$ определяется условиями эксплуатации изучаемого канала.

Сравнение и анализ реализованных вариантов ОС [1, 2, 3] позволяет выбрать интерференционную схему ЛДИС с регистрацией отраженного сигнала как наиболее пригодной в изложенных условиях измерений. Схема, приведенная на рис. 1, имеет простую конструкцию и высокую оптическую эффективность. Лазерный пучок расщепляется на два, которые в свою очередь проходят через отверстия в зеркале, которое наклонено под углом 45° по отношению к оптической оси. Объектив L_1 направляет оба луча в фокус, расположенный в области измерений, тем самым формирует измерительный объем ЛДИС и свет, рассеянный назад, собирается тем же объективом L_1 и затем с помощью зеркала направляется на детектор. Объектив L_2 , вместе с диафрагмой M_2 служит для отображения системы интерференционных полос на фотодетектор. Диафрагма M_2 ,

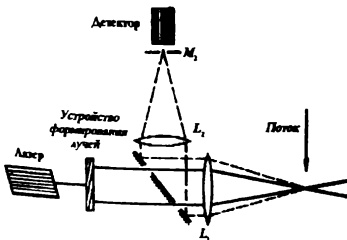


Рис. 1. Схема оптической системы.

установленная перед детектором, служит для ограничения наблюдаемой области.

Существенное преимущество такой схемы состоит в том, что она устойчива в юстировке в процессе работы даже тогда, когда пучки преодолевают более одной границы оптических сред с различными показателями преломления. В случае использования изолирующего окна, выполненного из оптического стекла излучение за выходной поверхностью ОС ЛДИС встречает две оптические границы до фактического фокуса выходного объектива ОС. Эту систему можно сделать достаточно универсальной, если предусмотреть возможность использования сменных объективов L_1 .

Основное требование к рассеивателям лазерного излучения в потоке состоит в том, чтобы их присутствие не искажало измеряемые параметры течения. В модели экспериментального изучения труднодоступных участков течений в качестве рассеивателей принимаются частицы воды, вводимые в поток на достаточном удалении от места измерений. Такой способ позволит исключить влияние формы устройств впрыска на значения измеряемых параметров.

Необходимую концентрацию рассеивателей в потоке можно получить при установке вперед по потоку двух устройств впрыска на удалении $\delta = 3 \cdot D_{жв}$, где $D_{жв}$ - характерный размер исследуемого канала. В случае турбулентных течений размеры зоны впрыска и концентрации рассеивателей в потоке подбираются в процессе подготовки экспериментальных моделей.

Теория рассеяния, в настоящее время, описывает в аналитических функциях рассеяние на сферических оптически однородных частицах. В [2] показано, что независимо от формы рассеивателей полная мощность рассеянного излучения p_s пропорциональна плотности мощности излучения p_0 , падающего на частицу $p_s = p_0 \sigma$. Здесь σ - полное сечение рассеяния частицы, для сферической формы определено в аналитическом виде. Кроме того, индикатриса рассеяния показывает, что среднее соотношение между рассеянной и отраженной мощностью для применяемых частиц примерно 82/13 в процентах от падающей на частицу мощности излучения.

Одним из существенных моментов при конструировании ЛДИС, определяющим возможность реализации эксперимента и ориентировочные затраты связанные с измерениями является оценка мощности источника когерентного излучения. В составе ЛДИС используются лазеры малой и средней мощности видимого диапазона спектра. Наиболее распространены He-Ne генераторы с длиной волны $\lambda = 6,328 \text{ мкм}$. Эти лазеры генерируют излучение небольшой мощности – $0,001 \div 0,1 \text{ Вт}$, с малой шириной спектральной линии и незначительным углом расхождения луча.

Ориентировочный расчет параметров ОС с определением мощности лазера, необходимой для успешной юстировки и получения сигналов ЛДИС,

выполняется в двух направлениях: по ходу лучей, формирующих измерительный объем (ИО) ЛДИС и далее по ходу отраженного сигнала до приемной поверхности детектора см. рис. 1.

Принимая нормальное распределение мощности излучения в сечении луча лазера, расчет параметров ОС можно привести к следующей процедуре.

- Определение параметров интерференционной структуры в ИО и его размеров без учета предварительного частотного сдвига.
- Параметров измерительного объема с учетом модуляции лазерного излучения.
- Определение мощности излучения, необходимой для регистрации изменений характеристик поля в ИО.

Два параллельно распространяющихся лазерных луча при симметричной фокусировке создают линейную интерференционную структуру в малом объеме с центром в точке фокуса. Проекция подобной структуры приведена на рис. 2.

Введем систему координат, связанную с «центром тяжести» измерительного объема (рис.2.). Если предположить, что ось X направлена в сторону движения среды, то размеры Δx и Δy будут определять величину центрального сечения ИО. Вдоль оси Z, перпендикулярной плоскости рисунка, размер интерференционной структуры Δz



Рис. 2. Характеристики интерференционной структуры

Для немаскированных лазерных лучей период интерференционной структуры определен [2]

$$\Delta = \frac{\lambda}{2} \cdot \sin \theta, \quad (1)$$

где λ - длина волны лазерного излучения, θ - угол сведения формирующих ИО лучей. В рассматриваемом случае $\lambda = 6,328 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Угол сведения определяется по принятой апертуре разделяющего устройства и удалению до ИО как $\theta = \arctg(d_K / f_{ИО})$.

Размеры измерительного объема, соответствующие рис. 2 определены в [3]

$$\Delta x = 2r_0 / \cos \theta, \quad \Delta y = 2r_0, \quad \Delta z = 2r_0 / \sin \theta \quad (2)$$

Учитывая заданный в технических характеристиках лазера радиус перетяжки луча r_0 , можно определить (2) диаметры эллипсоида, ограничивающего измерительный объем. Для регистрации оптического отклика, важным параметром является значение числа интерференционных полос в центральном сечении ИО. Определим этот параметр согласно [3]

$$N = \frac{4r_0 \cdot \text{tg} \theta}{\lambda} \quad (3)$$

Доплеровский сдвиг частоты, соответствующий полученным характеристикам ИО, определяем для диапазона измеряемых значений скорости $[V_{\min} \div V_{\max}]$ течения:

$$\Delta f_D = 4\pi V \cdot \sin \theta / \lambda \quad (4)$$

Базовый частотный диапазон сигналов ЛДИС принимаем, согласно (4) $[\Delta f_D(V_{\min}) \div \Delta f_D(V_{\max})]$.

Для оценки длительности единичных откликов, формирующих спектр доплеровского сигнала, необходимо определить среднее время пролета частицы через ИО. Согласно [2], среднее время пролета частиц, рассеивающих лазерное излучение, вычисляется по среднему значению скорости из принятого диапазона $V_m = 0.5(V_{\max} + V_{\min})$. Зная размер ИО,

$$t_m = \Delta x / V_m \quad (5)$$

Временное разрешение схем приема и обработки сигналов ЛДИС может быть удовлетворительным на уровне $\Delta t \approx 10^{-7} \text{ с}$.

Предварительный частотный сдвиг спектров сигналов ЛДИС предоставляет ряд преимуществ оптическим схемам и измерителям. Среди преимуществ отметим: возможность регистрации знака измеряемой скорости, что важно при обнаружении зон возвратных течений; повышение точности измерений, связанной с отсутствием «аппаратного спектра»; увеличение числа импульсов в единичном отклике ЛДИС и др.

Применение двух координатного модулятора [4] вместо устройства формирования освещающих лучей (рис. 1), работающего в режиме Рамана-Ната, позволяет сдвинуть спектр сигналов ЛДИС в частотной области на величину, кратную частоте модуляции. При использовании модулятора одновременно с модуляцией лучей решается проблема разделения исходного излучения на равные по мощности лучи, что существенно влияет на качество принимаемых сигналов. При этом число активных максимумов в дальней зоне может достигать 16. Принимаем, что ОС формирует ИО двумя первыми максимумами в дифракционной картинке, создаваемой акустооптической ячейкой, с частотами модуляции $\pm \omega_m$. В этом случае в ИО создается «бегущая» интерференционная структура, каждая линия которой движется в сторону луча с положительным сдвигом фазы.

Диапазон измерений можно увеличить $[-V_{\max} \div V_{\max}]$ с целью исключения ошибок в определении направления вектора скорости. Скорость движения фронта тень-свет в ИО определяется

$$v_f = 2\Delta\omega_m \quad (6)$$

Двигаясь с найденной скоростью, время существования единичного фронта

$$t_f = \Delta x / v_f = \Delta x / 2\Delta\omega_m \quad (7)$$

Определим число импульсов в сигнале отклика точечной частицы проходящей вдоль оси X, рис. 2 и соответствующий частотный сдвиг на границах измеряемого диапазона:

$$n_{\pm} = \frac{(v_f - v_r)}{\Delta x} \quad \text{и} \quad \Delta f = 4\pi \sin \theta / \lambda + \omega_0 \quad (8)$$

при дополнительном частотном сдвиге $\omega_0 = 2\omega_m$

Частотный диапазон сигналов ЛДИС с применением двух координатного модулятора [4] принимается $[(\omega_0 - \Delta f_D) + (\omega_0 + \Delta f_D)]$. Очевидно, ограничение на частоту модуляции со стороны ОС:

$$\omega_m \geq \Delta f_D / 2. \quad (9)$$

Применение в качестве приемника рассеянного излучения фотоэлектронного преобразователя типа ФЭУ позволяет, исходя из его технических данных, оценить нижнюю границу мощности квантового генератора в реализуемой схеме рис.1. В рамках оценочного расчета параметров элементов ЛДИС допустим справедливость рэлеевского рассеяния света на малых сферических частицах $|\tilde{n}\rho| \ll 1$, где \tilde{n} комплексный относительный показатель преломления в системе среда-частица, $\rho = 2\pi a / \lambda$ - относительный размер частицы.

Полное сечение рассеяния частицы [2]

$$\sigma = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (10)$$

Минимальная плотность мощности излучения попадающая на оптически чувствительный элемент ФЭУ позволяет определить полезную плотность излучения, отраженного частицей

$$p_e = \frac{\chi P_{\min}}{\sigma} = \frac{3\lambda^4 \chi P_{\min}}{128\pi^5 a^6} \left(\frac{n^2 + 2}{n^2 - 1} \right)^2 \quad (11)$$

Учитывая, что в реальных условиях удастся сфокусировать на приемной поверхности ФЭУ около 10^2 рассеянного света, мощность излучения, сфокусированная в ИО, определяется [2]

$$P_f = p_e \Delta x \Delta y = \frac{3\lambda^4 r_0^2 \chi P_{\min}}{32\pi^5 a^6 \cos \theta} \left(\frac{n^2 + 2}{n^2 - 1} \right)^2 \quad (12)$$

Определим минимальную мощность лазера, учитывая потери мощности при прохождении излучения через оптический раздел фаз. Принимаем для оптически непросветленных поверхностей потери \mathcal{P} до 4% мощности излучения, с многослойным просветлением потери уменьшаются до 0,5%. В рамках предварительного расчета можно считать все оптические поверхности непросветленными. Для ОС, приведенную на рис.1, с учетом четырех границ

разделительного окна определяем число поверхностей, встречаемых лучом в оптическом канале ЛДИС $s = 15$, тогда мощность лазера:

$$P_l = \frac{N_m P_f}{(1 - \delta P)^s} \quad (13)$$

где N_m - число эквивалентных максимумов на выходе модулятора [4], работающего в режиме дифракции Рамана-Ната.

Результаты расчетов компонентов оптической схемы ЛДИС (рис.1) для измерения скорости потоков газообразной рабочей среды в каналах с ограниченным доступом с диапазоном от -1 до 1 м/с приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры компонентов оптической схемы ЛДИС.

Компонент	Параметр	Ед. изм.	Значение
Лазер	<i>Длина волны излучения</i>	м	6,328E-07
	<i>Мощность (не менее)</i>	Вт	94E-3
Модулятор двухкоординатный	<i>Базовая частота модуляции</i>	Гц	2,5E06
	<i>Число активных максимумов</i>	шт	16
Объектив-формирователь ИО	<i>Фокусное расстояние</i>	м	0,1÷0,12
	<i>Апертура</i>	м	0,04÷0,05
	<i>Относительное отверстие</i>		2
Объектив детектора	<i>Фокусное расстояние</i>	м	0,028
	<i>Апертура</i>	м	0,02÷0,05
	<i>Относительное отверстие</i>		2,4
Приемник –	ФЭУ 49		
Электронная система обработки	<i>Частотный диапазон</i>	Гц	1÷9E06
	<i>Временное разрешение</i>	с	1E-07

Мощность лазера в таблице 1 является базовой величиной, так как при установке просветленной оптики L_1 и L_2 позволяет уменьшить данное значение до 83E-3 Вт. Такую мощность может развивать ЛГ-38. Предлагаемый расчет может использоваться на стадии проектирования ОС ЛДИС или при контроле и поиске позиций юстировки в процессе наладки. Элементы ОС экспериментальной установки, приведенной в [4] компоновались с учетом изложенных алгоритмов. Алгоритм может применяться для выбора элементов оптических устройств, использующих лазеры в качестве источников излучения.

Список литературы 1. Клифф У. Оптические и акустические методы измерения. В кн. «Турбулентность принципы и применения» под ред. У. Фроста, Т. Моулдена., М.: «Мир», 1980, с. 443-472. 2. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичус Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. – М.: Наука. 1982. – 304с. 3. Дюррани Т., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях: Пер. с англ. – М.: Энергия, 1980. – 336 с. 4. Товажнянский Л.Л., Капинос В.М., Никитина Е.В., Никитин А.М. Лазерная диагностика потоков. Часть 1. Двумерные модуляторы лазерного излучения. Вестник Национального технического университета «ХПИ» Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Динамика и прочность машин. – Харьков: НТУ «ХПИ» 2003, №12. Т.1, с.139-146.

С.А. ПАЗЮРА, м. ф. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ БУРИ 21 МАРТА 2003 ГОДА НА ХАРЬКОВСКОМ РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Представлено результати дослідження варіацій параметрів іоносфери (N_e , T_e , T_i , v_z), що супроводжували магнітну бурю з головною фазою 21 березня 2003 р. Дані отримано на Харківському радарі некогерентного розсіяння. За результатами часових варіацій концентрації, швидкості, температури іонів сонячного вітру, індукції ММП, отриманих на ШСЗ "ACE", і D_{st} , AE -, K_p -індексів відновлені деталі магнітної та іоносферної бур.

The study results of variations of ionosphere parameters (N_e , T_e , T_i , v_z), accompanied a magnetic storm with the main phase on March 21, 2003 are presented. Data are obtained with the Kharkov incoherent scatter radar. According to time variations of concentration, velocity, ion temperature of solar wind, induction of IMF measured on artificial satellite "ACE" and D_{st} , AE -, K_p -indices the details of magnetic and ionosphere storms are restored.

1. Введение. Исследование геокосмических бурь является одной из главных проблем солнечно-земной физики. Известно, что они являются результатом сложных взаимодействий вариаций солнечного ветра с земной магнитосферой. Сильные геомагнитные бури могут приводить к сбоям в работе различных средств связи, систем навигации, влиять на здоровье человека и состояние биосферы. Магнитные, ионосферные, атмосферные бури представляют собой проявление единого процесса – геокосмической бури. Каждая геомагнитная буря уникальна и ее изучение, что является целью данной статьи, имеет большую научную и прикладную значимости [1].

2. Общие сведения. Магнитной буре 20–21 марта 2003 г. предшествовала серия интенсивных рентгеновских вспышек, связанных с активной областью на Солнце, но геоэффективность этих возмущений была невысокой. Их результатом явилась умеренная магнитная буря с индексами $A_p=21$ и 29 , $K_p=5$, $D_{st}=-57$ нТл. Основные параметры геокосмической обстановки иллюстрируют рис. 1. Буря началась внезапно 20 марта около 04.45 UT. Начальной фазе соответствовало увеличение индекса D_{st} , после чего началась главная фаза бури с понижением D_{st} до -57 нТл в 20.00. Затем имела место фаза восстановления с постепенным нарастанием D_{st} до конца цикла измерений. Началу бури предшествовал скачок параметров солнечного ветра (СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП), в том числе и рост скорости СВ от ~ 600 км/с до максимальной величины более 800 км/с. Вскоре после начала бури произошла деформация переносимого потоком СВ межпланетного магнитного поля и поворот компоненты B_z вектора ММП к югу. Максимальное отклонение B_z составило около -6 нТл после 16.00. С вариациями B_z коррелировали значения аврорального индекса AE . Они достигли величины 1500 нТл 20 марта

около 18.00, что свидетельствовало о значительном усилении авроральных электроструй в результате последовательности магнитосферных суббурь.

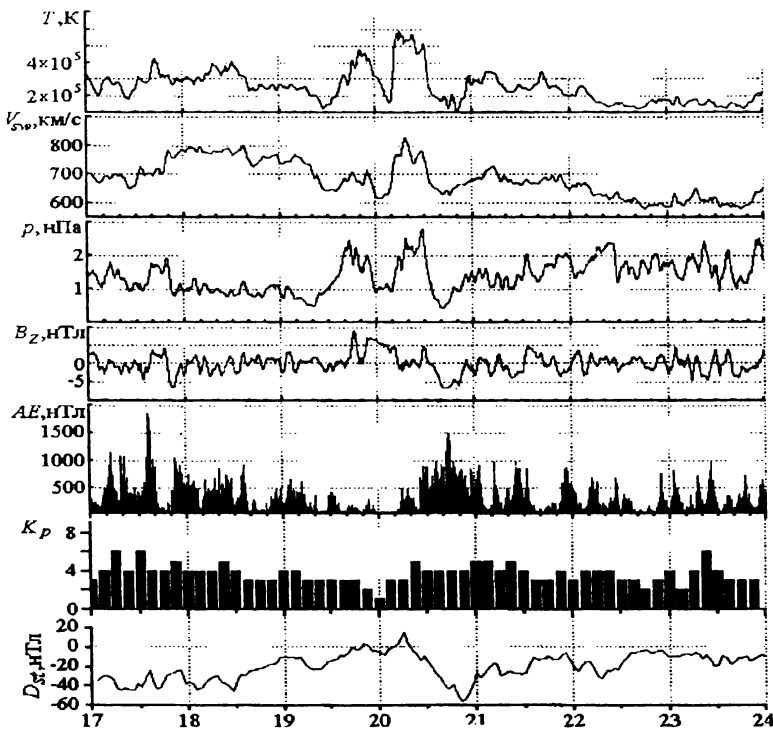


Рис. 1

3. Результаты измерений. Измерения выполнены на радаре некогерентного рассеяния, размещенного в Ионосферной обсерватории вблизи г. Харькова (геомагнитные координаты: $45,7^{\circ}$, $117,8^{\circ}$; географические координаты: $49,6^{\circ}$, $36,3^{\circ}$), в течение 19 – 23 марта 2003 г. Подробное описание устройств радара дано в [2]. Наблюдения проводились при импульсной мощности радиопередающего устройства $P_i=2$ МВт в режиме двухимпульсного зондирования с высотным разрешением ~ 20 км в диапазоне высот ~ 100 – 550 км. Использовался интервал обработки 1,5–15 мин при отношении сигнал/шум на входе $q=10$ – $0,2$. При этом относительная погрешность определения параметров ионосферы (концентрации N_e , температуры электронов T_e и ионов T_i) не превышала 3–10%. В процессе измерений параллельно с радаром работал ионозонд «БАЗИС» (диапазон рабочих частот 1–40 МГц, мощность в импульсе 15 кВт). С его помощью по ионограммам измерялась критическая частота f_oF2 . Магнитная буря с внезапным началом около 04.45 20 марта вызвала двухфазную ионосферную бурю. Схема развития ионосферной бури выглядела следующим образом. Характеристика бури обычно рассматривает-

ся в терминах отклонения критических частот δf_oF2 от медианного значения [3]. Из-за отсутствия последнего мы сравнивали данные с контрольным днем. Рис. 2 иллюстрирует вариации отклонения критической частоты δf_oF2 в течение двухфазной ионосферной бури 20–22 марта 2003 г.



Рис. 2

Видно, что на первой стадии ионосферной бури развивалась положительная фаза. Она носила характер длительного возмущения (примерно в течение 6 часов) с наибольшим отклонением δf_oF2 около +20%. Смена фаз бури произошла в интервале времени 17.00–18.00. Отрицательная фаза была более интенсивной, максимальное отклонение δf_oF2 достигло

–60%, ее запаздывание относительно начала магнитной бури, так называемое “запрещенное время”, составило около 14 часов. При этом электронная концентрация N_m в максимуме области F в течение отрицательной фазы бури в Харькове уменьшилась примерно в 2–5 раз (рис. 3). Рис. 3 дает наглядную картину поведения основных параметров ионосферы в диапазоне высот 100–550 км во время бури.

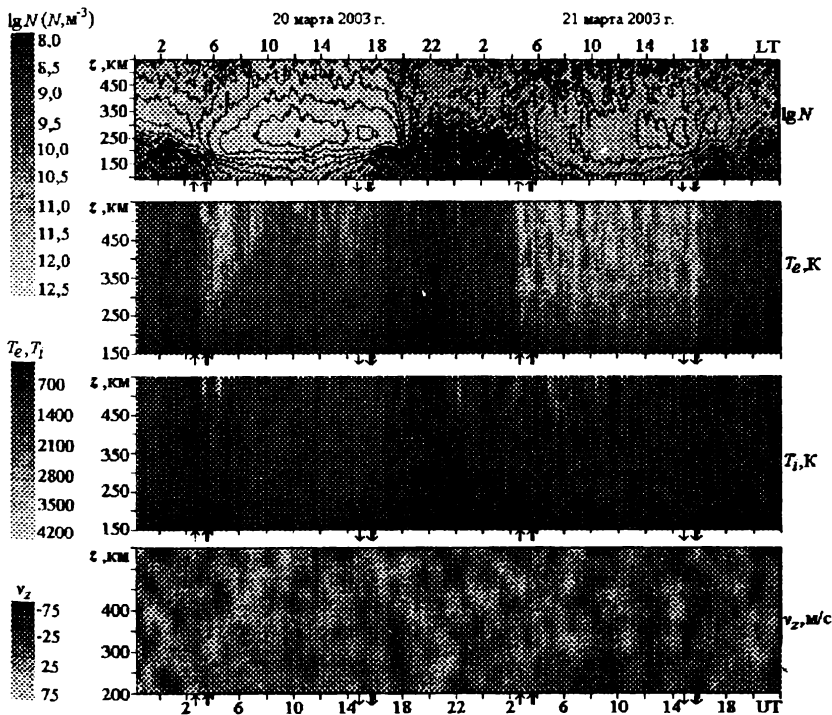


Рис. 3

Суточные изменения температуры электронов T_e в спокойной ионосфере при средней СА характеризуются быстрым ростом во время восхода Солнца, уменьшением T_e вблизи полудня за счет возрастания теплопередачи от электронов к ионам, которая пропорциональна N^2 , и снижением T_e после захода Солнца [4]. Так, в положительную фазу бури 20 марта, когда вблизи полудня критическая частота f_oF2 превышала 11 МГц, температура электронов на высоте 300 км в 14.00 составляла $T_e \approx 1300$ К. В отрицательную фазу бури 21 марта, когда максимальное значение f_oF2 составляло менее 6 МГц, $T_e \approx 2400$ К. Небольшое повышение значения T_i наблюдалось как в положительную, так и в отрицательную фазы бури.

4. Основные результаты. Зафиксированы максимальные значения критической частоты f_oF2 , достигшие 11.3 МГц 20 марта и 5.8 МГц 21 марта. Это соответствовало росту концентрации N_m примерно в 1.5 раза в положительную фазу бури и падению N_m до 5 раз – в отрицательную фазу по сравнению с контрольным днем. Зарегистрировано необычное в заходный период 20 марта снижение высоты z_mF2 на 50 км в течение 17.00 – 18.00, за которым последовал быстрый подъем z_mF2 примерно на 200 км на протяжении следующего часа. Установлено, что необычное поведение высоты максимума слоя F2 сопровождало переход от положительной к отрицательной фазе бури. Возможной причиной резкого перепада высоты z_mF2 и смены фаз бури мог быть импульс электрического поля над Харьковом, по-видимому, связанного с проникновением магнитосферного электрического поля в средние широты во время интенсивной суббури. Уменьшение электронной концентрации N_m за счет снижения высоты z_mF2 и увеличения нисходящей скорости переноса плазмы v_z при смене фаз могло положить начало аномальной отрицательной ионосферной бури. Обнаружено большое отличие дневных температур электронов T_e в положительную и отрицательную фазы бури. Отмечен рост температуры ионов T_i в дневное время на высотах 250 – 300 км.

Автор благодарит проф. Черногора Л.Ф., Григоренко Е.И. за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы, а также Емельянова Л.Я., Черняева С.В., Пауна М.Н., Склирова И.Б., Черняка Ю.В., Кононенко А.Ф. за проведение экспериментов.

Список литературы: 1. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы. – Радиофизика и радиоастрономия, 2003, т. 8, № 1, С. 59 – 106. 2. Таран В.И. Измерительный комплекс некогерентного рассеяния Харьковского политехнического института // Радиотехника и электроника. 1976, Вып. 21, №1, С. 1 – 4. 3. Григоренко Е.И., Лысенко В.Н. и др. Результаты радиофизических исследований процессов в ионосфере, сопровождавших сильнейшую геомагнитную бурю 25 сентября 1998 г. // Успехи современной радиоэлектроники. 2003, № 9, С. 57 – 94. 4. Таран В.И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001, т. 41, № 5. С. 659 – 666.

Поступила в редколлегию 05.04.04

В. А. ПУЛЯЕВ, канд. техн. наук, Институт ионосферы (г. Харьков)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В МЕТОДЕ НР НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Розглядається питання застосування нейронних мереж для рішення зворотної задачі електродинаміки при визначенні іоносферних параметрів методом некогерентного розсіяння. Наводиться архітектура нейронної мережі.

Questions of the using neural networks for the solution of an electrodynamic return problem of an ionospheric parameters definition by an incoherent scatter method. Architecture of neural network is shown.

Введение. Из-за отсутствия аналитических выражений для решения обратной задачи электродинамики необходима разработка специализированных алгоритмов оценки параметров ионосферной плазмы на основе теории распознавания автокорреляционных функций (АКФ) сигнала некогерентного рассеяния (НР) [1].

В настоящее время известно большое количество математических моделей, пригодных для решения задач распознавания образов. Все эти модели фактически опираются на геометрическое изображение и истолкование характеристик распознаваемых объектов в пространстве признаков.

В методе НР также применяются подобные методы оценки, которые основаны на сравнении геометрического изображения экспериментальных функций с их теоретическими аналогами, полученными согласно физическим представлениям об ионосферной плазме [2]. Обычно подобные процедуры реализуются на базе различных методов спуска. Это довольно медленная и трудоемкая процедура вычислений, поэтому дальнейшее усовершенствование вычислительного процесса должна быть направлено на разработку специализированных устройств, имеющих повышенное быстродействие при потоковой обработке данных.

Постановка задачи. Трудности оценки АКФ могут быть в какой-то мере решены, если в техническую реализацию вычислителей заложить принцип действия искусственных нейронных сетей. Решению подобных проблем посвящено значительное число публикаций. Среди них интересные результаты приведены в исследованиях Кохонена [3] на примере самоорганизующихся структур, используемых при распознавании образов, представленных векторными величинами, когда каждый компонент вектора соответствует новому образу. Интересные диагностирующие цепи для контроля состояния объектов представлены в работах Дмитриенко [4 -5].

Сформулировать задачу статистической обработки ионосферных данных с помощью нейронной сети в методе НР можно следующим образом: определить неизвестный параметр θ , характеризующий внутреннее состояние ионосферной плазмы на r высотных участках с центрами на h_r , по информации о τ ординатах его экспериментальной АКФ $r_{\tau}^{\ominus}(h_r; \theta)$. Эта задача может быть сформулирована еще как задача определения такого состояния ионосферы, характеризуемого вектором параметров θ , при котором величина минимально возможной ошибки в определении этого вектора будет наименьшей.

В [6] приведены алгоритмы для реализации модели такого распознавания. Процедура оценки параметров ионосферной плазмы на r -м высотном участке сводится при этом к поиску с помощью разностного функционала минимума следующего вида:

$$\chi_q^2(h_r; \theta) = \frac{1}{k} \sum_{\tau=0}^k [r_{\tau}^{\ominus}(h_r; \theta) - \langle r_{\tau,q}(\theta) M(\tau, q\tau) \rangle]^2$$

где символом $\langle \dots \rangle$ обозначена операция свертки. Одной из основных подсистем модели должна быть память, выполняющая функции базы данных q теоретических АКФ $r_{\tau,q}(\theta)$, которые рассчитываются заранее для различных сочетаний ионосферных параметров и приводятся ко входу с помощью матрицы аппаратурных преобразований M .

Целью статьи является разработка модели распознавания АКФ сигнала в методе НР с использованием искусственных нейронных сетей для возможности ее последующей реализации аппаратурными средствами.

Результаты исследований. Нейронные сети обычно обеспечивают средства для выполнения параллельного умножения матриц. Процесс функционирования большинства искусственных нейронных сетей может быть описан математически в виде последовательных умножений вектора на матрицу, одна операция умножения в каждом слое. Для вычисления состояния выходного слоя входной вектор умножается на матрицу весовых коэффициентов, образуя вектор *NET*. К этому вектору прикладывается затем функция активации F , образуя вектор *OUT*, являющийся выходом слоя. Таким образом, символически $NET = XW$, $OUT = F(NET)$, где *NET* - вектор в виде строки, сформированный взвешенными суммами входов; *OUT* - выходной вектор; X - входной вектор; W - матрица весовых коэффициентов.

В процедурах идентификации АКФ в методе НР роль входного вектора X выполняют экспериментальные значения $r_{\tau}^{\ominus}(h_r; \theta)$, в базе данных будут находиться теоретические векторы типа $r_{\tau,q}(\theta)$, матрицей весовых коэффициентов w_{ij} является информация об особенностях аппаратурных преобразований сигнала. Матрица M имеет τ строк (число входов) и $q\tau$ столбцов (число нейронов), где $q\tau$ определяет размерность базы данных. Например, $w_{2,3}$ - это вес, связывающий третий вход со вторым нейроном.

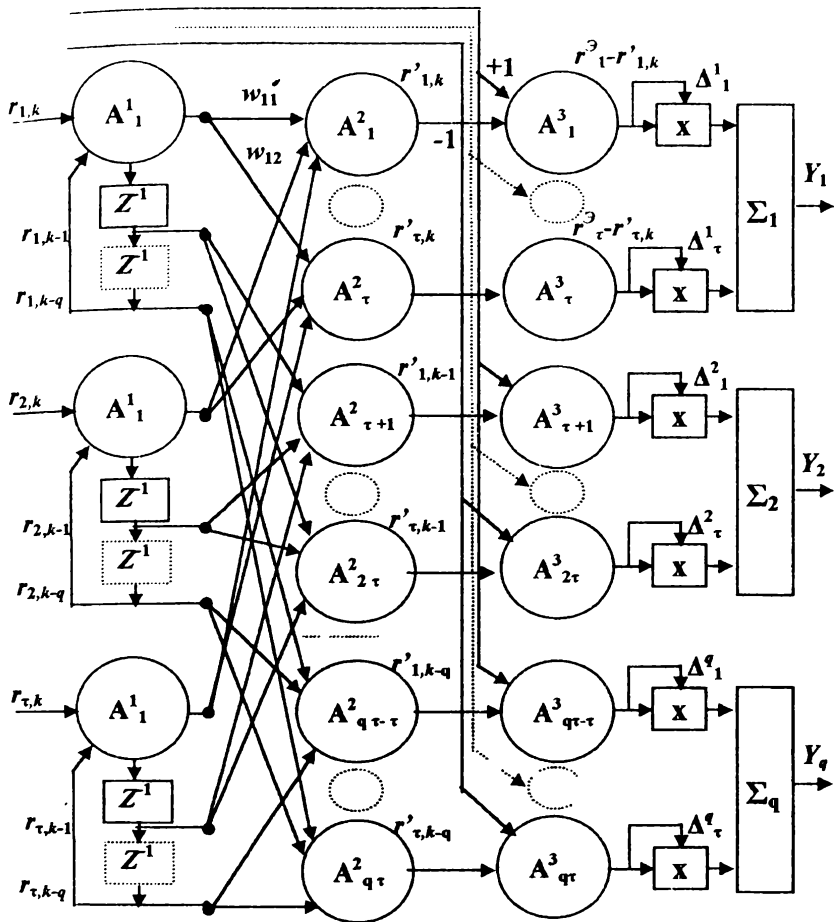


Рис. 1. Идентифицирующая нейронная сеть

На рис.1 на базе радиально-базисной композиции синтезирована структура сети для организации процедуры идентификации АКФ при оценке параметров ионосферной плазмы по сигналу рассеяния для непрерывного процесса поступления множества $\{r^3_\tau(t_1), r^3_\tau(t_2), \dots, r^3_\tau(t_d)\}$ входных АКФ.

В разработанной структуре нейронная сеть имеет три слоя нейронов. Нейроны входного слоя A^1 служат в качестве распознавания и разветвления для первого множества весов. Первоначально они воспринимают служебную информацию о $r_{\tau,q}$, заполняя базу данных, а затем передают ее нейронам интерфейсного слоя A^2 . Каждый элемент интерфейсного слоя связан с предыдущими элементами распознающего слоя различными видами связей w_{ij} , реализующих процесс аппаратурной свертки. Слой A^3 представляет собой слой

разностных нейронов со связями вида “+1” и “-1” на выходе которого после возведения в квадрат происходит суммирование результатов с учетом каждой ординаты вектора. Таким образом, нейронная сеть относит входной вектор X , т.е. $r_{\tau}^{\Theta}(h_r; \theta)$, ко всей совокупности q обновленных образов $r'_{\tau,q}(\theta)$, и степень этой близости отражают выходы Yq .

Нейронная сеть позволяет классифицировать любое множество входных векторов X . При этом два или больше близких входных вектора могут распознаваться одним или группой нейронов, вектора весов которых близки. Для уточнения степени этой близости далее можно воспользоваться анализом поверхности ошибки [6].

Обучаемость такой сети требует наличия процедуры настройки весов сети для реализации своей функции. В случае изменения аппаратных характеристик сеть обучают, подавая множество образов $r_{\tau,q}$ по одному на его вход X и подстраивая веса w_{ij} до тех пор, пока для всех q образов не будет достигнут свой выход Yq . Обучение можно проводить и с помощью обратного распространения, когда используется разновидность градиентного спуска, т.е. осуществляется спуск вниз по поверхности ошибки с непрерывной подстройкой весов в направлении к минимуму результата.

Выводы. Впервые для обнаружения соответствия экспериментальных АКФ сигнала НР их теоретическим аналогам предложена к использованию идентифицирующая нейронная сеть. Такая сеть может служить основой при оптимизации и синтезе специализированных, но гибких систем обработки, позволяющих проводить автоподстройку своих связей в случае изменения процедур идентификации параметров.

В дальнейшем планируется использовать нейронные сети не только для оценки параметров, но и также для выделения помех с целью их устранения в процессе оптимальной фильтрации сигнала рассеяния.

Список литературы: 1. Пуляев В.А. Вычислительные методы при обработке АКФ функций сигнала некогерентного рассеяния // Вестник ХГПУ. Сб. научн. тр. Харьков: ХГПУ, 2000, № 103, С. 94 - 96. 2. Пуляев В.А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР радиоволн // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002, № 129, С. 98 - 102. 3. Kohonen T. Self-organization and associative memory. Series in Information Sciences. Vol. 8, Berlin: Springer verlag, 1984. 4. Дмитриенко В.Д., Заполовский Н.И. и др. Обнаружение разладок в системах управления тягового подвижного состава с помощью нейронных цепей // Вестн. НТУ «ХПИ». Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». 2003, № 26, С. 13 - 24. 5. Дмитриенко В.Д., Варгас Х. и др. Разработка памяти на основе нейронных сетей АРТ для систем с надсимвольной обработкой информации // Вестн. НТУ «ХПИ». Сб. научн. тр. Харьков: НТУ «ХПИ». 2003, № 26, С. 147 - 151. 6. Мазманишвили А.С., Пуляев В.А. Разработка информационных технологий оценки параметров ионосферной плазмы в методе НР // Космічна наука і технологія. 2003, Т. 9, № 4, С. 51 - 56.

Поступила в редколлегию 21.04.04

Е.В. РОГОЖКИН, докт. физ.-мат. наук, профессор НТУ «ХПИ»
Д.П. БЕЛОЗЁРОВ, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

АНАЛИЗ ОШИБОК ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ НР В РЕЖИМЕ СДВОЕННЫХ ИМПУЛЬСОВ

У статті аналізуються особливості вимірювань параметрів іоносфери методом некогерентного розсіяння та розглядається можливість урахування перетворень, яким піддаються висотні профілі вимірюваних АКФ сигналу некогерентного розсіяння.

The features of measurements of parameters ionosphere incoherent scatter are analyzed in the article. The capability of account of high-altitude profiles autocorrelation functions transformations measuring during incoherent scatter.

Введение. В [1] показано, что, опираясь на разработанную модель измерительных преобразований для радиолокатора некогерентного рассеяния (НР) [2, 3], можно осуществлять текущий контроль хода ионосферных измерений. Такой контроль возможен вследствие того, что существующая теория НР [4] позволяет решать прямую задачу: находить, например, автокорреляционную функцию (АКФ) сигнала НР, которую затем известными способами приводят к результату на выходе системы обработки. Особенность решения обратной задачи на импульсных радарх НР проявляется в том, что она включает в себя многократное решение прямой задачи до тех пор, пока подобранный вектор ионосферных параметров не будет удовлетворять выбранному критерию [1, 5]. В тоже время возможность детального решения прямой задачи позволяет исследовать природу методических ошибок и находить пути их устранения за счет модификации алгоритмов обработки и самих зондирующих сигналов.

Целью данной работы является исследование характера ошибок измерений, которые могут возникать при зондировании сдвоенными импульсами, интервал между которыми циклически меняется.

Анализ. Как следует из [2, 3], для заданных зондирующего сигнала длительностью T_u и импульсной характеристики радиоприемной системы соответственно $\mathbf{A} = \text{diag}(a_1, a_2, \dots, a_m)$, $-1 \leq a_i \leq 1$ и $\mathbf{G} = \text{diag}(g_1, g_2, \dots, g_m)$ мгновенное значение сигнала на выходе радиоприемной системы выражается суммой элементов матрицы \mathbf{Z} :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{A} \times \mathbf{U} \times \mathbf{G}.$$

Матрица $\mathbf{U}(n \times m) = (u_{ik})$ с дискретностью по высоте $ct_q/2$ и шагом по времени t_q описывает рассеивающие свойства столба ионосферы в интервале высот $c(T_u + mt_q)/2$. Достаточно малый шаг по времени соответствует дис-

кренности t_q аналого-цифрового преобразования. Элементы матрицы – это мгновенные значения коэффициента отражения от элементарных объемов v_i . Коэффициент отражения является случайной функцией времени (индекс k) и определяется АКФ флуктуаций плотности электронов R_{ik} с дисперсией, пропорциональной их концентрации.

Обратимся к используемой в практике измерений методом НР последовательности двоек импульсов как к режиму, в котором наиболее проста интерпретация результатов измерений, и который позволяет сочетать приемлемое высотное разрешение с интервалом задержек, требуемым для адекватного измерения АКФ сигнала НР.

Этот режим можно описать с самых общих позиций [2, 3]: зондирующий сигнал – $A = \text{diag}(a_1, a_2, \dots, a_n)$ в общем случае $-1 \leq a_i \leq 1$, импульсная функция радиоприёмной системы – $G = \text{diag}(g_1, g_2, \dots, g_m)$, функция стробирования $C = \text{diag}(c_1, c_2, \dots, c_m)$: при фазовой манипуляции элементы матрицы могут принимать значения $0, \pm 1$.

Рассмотрим сначала случай, когда излучаются два столь коротких импульса длительностью t_q , что отклик радиоприёмной системы соответствует импульсной характеристике.

Отсчет z_j на выходе радиоприёмной системы представляет собой сумму элементов матрицы Z_j , и пусть z_0 соответствует положению первого элемента a_1 зонда на высоте h_0 , а второй отсчет z_k соответствует моменту времени, когда на этой высоте будет k -й элемент зонда, т.е.

$$Z_0 = c_1 \begin{pmatrix} a_1 g_1 u_{0,0} & a_1 g_2 u_{-1,-} & a_1 g_{m-1} u_{2-m,2-m} & a_1 g_m u_{1-m,1-m} \\ a_k g_1 u_{1-k,0} & a_k g_2 u_{-k,-} & a_k g_{m-1} u_{3-k-m,2-m} & a_k g_m u_{2-k-m,1-m} \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$Z_k = c_k \begin{pmatrix} a_k g_k u_{k-1,k-1} & a_k g_2 u_{k-2,k-2} \dots & a_1 g_{m-1} u_{k-m+1,k-m+1} & a_1 g_m u_{k-m,k-m} \\ a_k g_1 u_{0,k-1} & a_k g_2 u_{-1,k-2} & a_k g_{m-1} u_{2-m,k-m+1} & a_k g_m u_{1-m,k-m} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Когда $k \geq m+1$, в матрицах (1) и (2) строки не имеют элементов с одинаковыми высотными индексами; в противном случае они появляются, и поэтому рассмотрим эти случаи отдельно.

Случай 1. $k \geq m+1$: задержка второго импульса больше времени релаксации радиоприёмной системы

$$M[z_0 z_k] = c_1 c_k a_1 a_k \left[g_1^2 R_{0,k} + g_2^2 R_{0,k-} + g_m^2 R_{1-m,k-1} \right], \quad (3)$$

так как для любых l и p , в силу отсутствия корреляции между сигналами рассеяния на разных элементах рассеивающего объема $M[u_{lp} u_{jl}] = 0$, если $i \neq j$.

Пусть АКФ флуктуаций электронной плотности по высоте неизменна. Тогда для АКФ сигнала НР получим

$$R_{0,k-} = c_1 c_k a_1 a_k R_{0,k-1} \sum_{i=1}^m g_i^2 \quad k \geq (m+1) \quad (4)$$

Для измерения мощности $R_{0,0}$ пропускают один из импульсов, например, второй ($a_k = 0$), тогда

$$R_{0,0} = c_1^2 a_1^2 R_{0,0} \sum_{i=1}^m g_i^2 \quad (5)$$

Таким образом, если импульсы идентичны $a_l = a_k$ и $c_l = c_k$, то коэффициент корреляции сигнала НР совпадает с коэффициентом корреляции флуктуаций электронной плотности.

Случай 2. $k < (m+1)$: задержка второго импульса меньше времени релаксации радиоприемной системы

При этом в отсчетах z_0 и z_k появляются элементы, высотные индексы которых совпадают. В экстремальном случае $k = 2$, соответствующему минимальной задержке второго импульса выражения (1) и (2) примут вид:

$$\begin{aligned} z_0 = c_1 & \left(\begin{array}{c} a_1 g_1 u_{00} + a_2 g_2 u_{1-1} + a_3 g_3 u_{2-2} \dots + a_{2m-2} g_{2m-2} u_{m-2-m} + a_{2m-1} g_{2m-1} u_{2-m-2-m} + a_{2m} g_{2m} u_{1-m-1-m} \\ a_2 g_2 u_{10} + a_3 g_3 u_{2-1} + a_4 g_4 u_{3-2} \dots + a_{2m-1} g_{2m-1} u_{2-m-3-m} + a_{2m} g_{2m} u_{1-m-2-m} + a_{2m+1} g_{2m+1} u_{-m-1-m} \end{array} \right) \\ z_1 = c_2 & \left(\begin{array}{c} a_1 g_1 u_{11} + a_2 g_2 u_{00} + a_3 g_3 u_{-1-1} \dots + a_{2m-2} g_{2m-2} u_{m-1-m} + a_{2m-1} g_{2m-1} u_{3-m-3-m} + a_{2m} g_{2m} u_{2-m-2-m} \\ a_2 g_2 u_{11} + a_3 g_3 u_{10} + a_4 g_4 u_{2-1} \dots + a_{2m-1} g_{2m-1} u_{3-m-4-m} + a_{2m} g_{2m} u_{2-m-3-m} + a_{2m+1} g_{2m+1} u_{1-m-2-m} \end{array} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

Отсюда можно получить:

$$M[z_0 z_1] = c_1 c_k a_1 a_k \left[\left\{ \sum_{i=0}^{l-m} g_{l-i}^2 R_{i,k-l} \right\} + \sum_{i=0}^{l-m} g_{l-i} g_{2k-l-i} R_{i-k+1, l-k} \right] + \quad (7)$$

$$c_1 c_k a_1^2 \sum_{i=0}^{k-m} g_{l-i} g_{k-i} R_{i,0} + c_1 c_k a_k^2 \sum_{i=0}^{k-m} g_{l-i} g_{k-i} R_{1-k+i,0}$$

$i=0, -1, -2, \dots$

В полученном выражении все члены, кроме выделенного фигурными скобками, составляют фон, искажающий результат измерений. Этот фон зависит как от G , так и высотного распределения параметров ионосферы. Чем больше задержка, тем меньше относительный вклад второго члена в квадратных скобках, и при $k \geq (m+1)/2$ выражение (7) приобретает вид

$$M [z_0 z_k] = \left\{ c_1 c_k a_l a_k \sum_{i=0}^{l-m} g_{l-i}^2 R_{i,k-l} \right\} + c_1 c_k a_l^2 \sum_{i=0}^{k-m} g_{l-i} g_{k-i} R_{i,0} + \\ + c_1 c_k a_k^2 \sum_{i=0}^{k-m} g_{l-i} g_{k-i} R_{l-k+i,0} \quad (8) \\ i = 0, -1, -2,$$

Предполагая сначала отсутствие изменений значений АКФ под знаками сумм во втором и третьем слагаемых выражения (8), получим

$$R_{0,k-} \sim c_1 c_k \left\{ a_l a_k R_{0,(k-1)} + r_{w,(k-1)} [a_l^2 + a_k^2] R_{0,0} \right\} \sum_{i=1}^m g_i^2 \quad (9)$$

Здесь $r_{w,(k-1)}$ - коэффициент корреляции шума на выходе радиоприемной системы, который при "белом" шуме на входе связан с импульсной характеристикой выражением:

$$r_{w,(k-1)} = \left(\sum_{i=1}^{m-k+1} g_i g_{i+k-} \right) / \left(\sum_{i=1}^{m-k+1} g_i^2 \right) \quad (10)$$

Выражение (9) позволяет учесть при необходимости ошибку, возникающую, если $\tau_k < (m+1)t_q$. Для учета в общем случае достаточно иметь высотный ход мощности сигнала НР, и в наибольшей мере ошибка проявляется на тех интервалах высот, где после достижения максимума мощность сигнала НР начинает падать.

При коротких сдвоенных импульсах реальной длительности, когда каждый из них описывается как $A = \text{diag}(a_1, a_2, \dots, a_n)$, поступим следующим образом.

Пусть последовательность матриц-столбцов описывает структуру сигнала НР [2, 3] на входе радиоприемной системы с той же импульсной характеристикой $G = \text{diag}(g_1, g_2, \dots, g_m)$:

$$S_0 = \begin{pmatrix} a_1 u_{0,0} \\ a_2 u_{-1,0} \\ a_3 u_{-2,0} \\ \dots \\ a_n u_{1-n,0} \end{pmatrix}, S_1 = \begin{pmatrix} a_1 u_{1,1} \\ a_2 u_{0,1} \\ a_3 u_{-1,1} \\ \dots \\ a_n u_{2-n,1} \end{pmatrix}, \dots, S_n = \begin{pmatrix} a_1 u_{i,i} \\ a_2 u_{i-1,i} \\ a_3 u_{i-2,i} \\ \dots \\ a_n u_{i+1-n,i} \end{pmatrix}, \dots$$

Тогда на выходе структура составляющих сигнала [2, 3]

$$Z_i = g_1 S_i + g_2 S_{i-1} + \dots + g_{m-1} S_{i-m+2} + g_m S_{i-m+1}.$$

Если бы в рассеянном сигнале содержался только один элемент, то, имея выборку из l отсчетов (как правило, $l = n$) и, используя (10), можно получить

$$R_{0,k-1} \sim \begin{cases} (l-k) \sum_{i=1}^{m-1} r_{ui}(i) R|i-k|R_a|i|, & k < l \\ 0, & k \geq l \end{cases} \quad (11)$$

Для рассматриваемого случая, когда $R_{0,k} = R_{i,k} = R(k)$,

$$\langle S_i S_{i+k} \rangle \sim \begin{cases} R(k) \sum_{i=1}^{n-1} a_i a_{i+k} = R(k) R_a(k), & k < n \\ 0, & k \geq n \end{cases} \quad (12)$$

где $R_a(k) = \sum_{i=1}^{n-1} a_i a_{i+k}$ — АКФ зондирующего импульса. Следовательно,

что при зондировании прямоугольными импульсами реальной длительности в выражение (11) вместо $R|i-k|$ надо подставлять произведение $R_i|i-k| \Rightarrow R|i-k| \cdot R_a|i-k|$. Рассмотрим два случая.

Измерение мощности сигнала НР (излучается один импульс из n элементов)

$$\langle S_i^2 \rangle = \begin{cases} l \sum_{i=-(m-1)}^{m-1} r_0(i) R|i|R_a|i|, & m \leq n, \\ l \sum_{i=-(n-1)}^{n-1} r_0(i) R|i|R_a|i|, & m \geq n. \end{cases} \quad (13)$$

Измерение значений АКФ сигнала НР при ($k > m + n$) излучаются два импульса.

$$\langle S_i S_{i+k} \rangle = \begin{cases} l \sum_{i=1-m}^{m-1} r_{us}(i) R |i-k| R_a |i|, & m \leq n \\ l \sum_{i=1-n}^{n-1} r_{us}(i) R |i-k| R_a |i|, & m \geq n \end{cases} \quad (14)$$

Выражения (13, 14), как и следовало ожидать, совпадают с выражениями (4) и (5), если ($k > m + n$). Если ($k \leq m + n$), то измеренный коэффициент корреляции сигнала НР зависит от параметров используемых зондирующих импульсов и импульсной характеристики радиоприемной системы, что вносит элемент неоднозначности при интерпретации результатов измерений.

Вывод. Полученные результаты носят достаточно общий характер, и дальнейшее развитие темы состоит в том, чтобы, используя модель измерительных преобразований и существующие модели ионосферы, разработать алгоритм коррекции выявленных методических ошибок.

Есть и другой путь, который предполагает кодирование зондирующих импульсов по фазе [6] и последующее декодирование на промежуточной частоте или после синхронного детектирования [7]. Так, если изменять фазу несущей одного из спаренных импульсов каждый период повторения $a_{11} = a_{k1}$, $a_{12} = -a_{k2}$, и отслеживать изменение фазы соответствующим изменением $c_{11} = c_{k1}$, $c_{12} = -c_{k2}$, то выражения (7) и (8) существенно упростятся.

Список литературы: 1. Рогожкин Е.В., Белозёров Д.П. Анализ возможности контроля результатов ионосферных измерений при НР // Вестник НТУ "ХПИ". 2002, № 9, т. 5, С. 61 - 64. 2. Farley D.T., Dougerty J.P., Barron D.W. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // Proc. Roy. Soc. 1961, v. A263, p. 238 - 258. 3. Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. 1. Структурные особенности. 2. Методы анализа // Вестник ХГПУ, 1999, Вып. 31, С. 54 - 68. 4. Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С. Анализ зондирующих сигналов для исследования ионосферы методом НР // Электромагнитные явления. Харьков, Т. 1, № 4, 1998, С. 545 - 551. 5. Пуляев В.А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР радиоволн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002, Вып. 129, С. 98 - 102. 6. Рогожкин Е.В. Кодирование элементов сигналов составного сигнала // Вестник ХПИ. 1988, № 259, С. 19 - 26. 7. Рогожкин Е.В., Белозёров Д.П., Еременин А.Н. Информационные возможности цифровой обработки радиосигналов с известной несущей частотой // Вестник НТУ "ХПИ". 2003, № 7, т. 4, С. 81 - 88.

Поступила в редколлегию 18.04.04

В.В.УШАКОВ, канд. физ-мат. наук, *И.А.КОРЖ* (НТУ «ХПИ»)

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ БЛОК ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТРЕХ ФОТОЭФФЕКТОВ НА МОНОХРОМАТОРЕ УМ-2

З метою розширення функціональної мобільності та дидактичної можливості навчального обладання запроваджено лабораторний пристрій на базі монохроматора УМ-2 для вивчення трьох фотоefфектів: зовнішнього на вакуумному фотоелементі (або фотоелектронному помножувачі), внутрішнього на фоторезисторі, та вентильного – на фотодіоді. Перебудова функцій досягається адекватною комутацією приладів та елементів на стенді. Розрахунок оптимального режиму вентильного фотоелемента та сталої Планка здійснює ПК.

By way of extending of functional mobility and didactic capacity of educational equipment the laboratory device based on monochromator УМ-2 for learning three kinds of photoeffect – external (with vacuume phototube, or photoelectronic multiplier), internal (with photoresistor) and ventil (with photodiode) is actualized. Alternation brings to effect by adequate commutation of apparatus and elements on the stand. Computation of the optimal duty of ventil photoelement and Planc constant is realized on PC.

С целью повышения функциональной мобильности учебного оборудования и расширения его дидактических возможностей в физическом практикуме НТУ «ХПИ» внедрен простой универсальный блок для изучения внутреннего, внешнего и вентильного фотоefфектов.

Схематически блок показан на рис.1 в варианте изучения вентильного фотоefфекта на фотодиоде (или фотогальваническом элементе)

Блок состоит из источника света И лампы накаливания, монохроматора 1, милливольтметра 2, микроамперметра 3, ключей S_1, S_2, S_3 , магазина сопротивлений 4, потенциометра RP и источника питания.

Цепочка резисторов $R_1 \gg R_2 \quad R_3$ служит аттенуатором для милливольтметра 2 (Ф-195) и позволяет уменьшать истинное напряжение на фотодиоде в 400 или 200 раз (предел измерения напряжения прибором Ф-195 равен 1 мВ). Схема позволяет изучать вольт-амперную характеристику фотодиода в двух режимах вентильном и фотодиодном. При изучении вентильного режима необходимо измерять малые напряжения (~ мВ) вблизи точки, соответствующей току короткого замыкания, т.е. сравнительно большим токам (≥ 50 мкА), и наоборот вблизи точки, соответствующей напряжению холостого хода – слабые токи. Этим требованиям удовлетворяет микроамперметр Ф-195 в связке с микроамперметром на 100 мкА., причем в первом случае прибор Ф-195 используется для измерения напряжения, во втором - как амперметр. Адекватно меняются и функции амперметра 3. При этом напряжение между искомыми точками равно произведению показания

амперметра на полное сопротивление между точками. Переход с вентильного режима на фотодиодный осуществляет ключ S_3 .

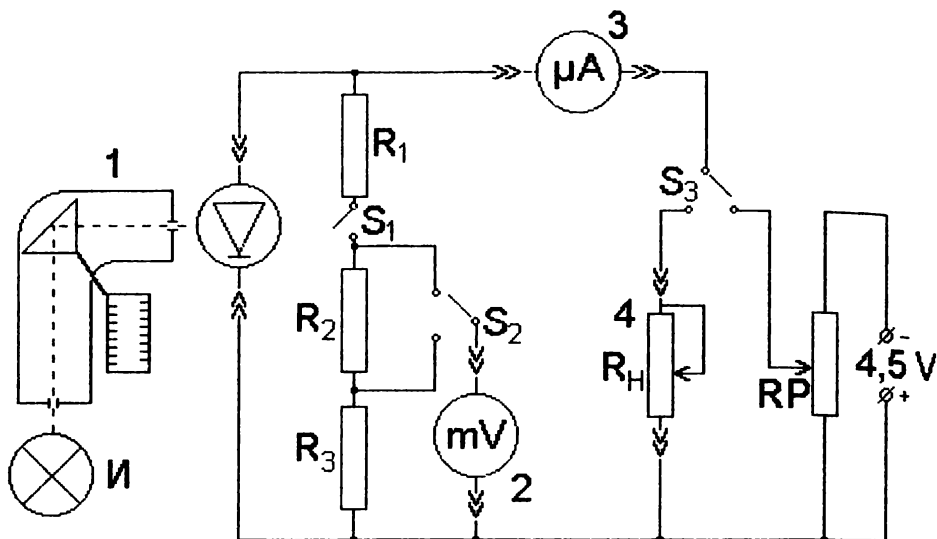


Рис. 1.

Обработка экспериментальных данных и расчет оптимального режима (максимальной полезной мощности) фотоэлемента производится в компьютерном классе.

Наличие монохроматора позволяет исследовать и спектральные характеристики фотоэлементов (фотодиодов). Длина волны света, выходящего из монохроматора, регистрируется по отсчетному барабану с помощью градуировочной кривой монохроматора, а соответствующий ей ток короткого замыкания $I_{кз}$ - при помощи микроамперметра. Переключатель S_3 необходимо перевести в фотодиодный режим и поддерживать нулевое показание милливольтметра (шкала 50 0 – 50) с помощью потенциометра RP. Размеры входной щели выбирают так, чтобы экстремальное показание микроамперметра находилось в пределах его шкалы. После достижения экстремального значения ток резко уменьшается с увеличением длины волны. Определив $\lambda_{кр}$, при которой ток $I_{кз} \approx 0$, можно определить энергию активации полупроводника [1].

При изучении внешнего фотоэффекта фотодиод заменяется вакуумным фотоэлементом СЦВ-3 (либо фотоумножителем с закороченными динодами), ключом S_1 размыкается цепочка резисторов $R_1R_2R_3$, вместо магазина сопротивлений 4 ставится микроамперметр с добавочным сопротивлением,

который измеряет запирающее напряжение, снимаемое с потенциометра РР, а функцию амперметра 2, выполняет теперь микроамперметр Ф-195 в диапазоне 50 нА ÷ 1 мкА. После снятия двух вольтамперных характеристик для двух значений длин волн света определяется постоянная Планка по формуле

$$h = \frac{e(U_2 - U_1)\lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света, λ – длина волны, U – соответствующая запирающая разность потенциалов для фототока.

При изучении внутреннего фотоэффекта к зажимам фотодатчика подключается полупроводниковый фоторезистор. Электрическая схема включения приборов остается такой же, как и для внешнего фотоэффекта, но устанавливается максимально возможное напряжение на потенциометре РР. Снимается зависимость фототока от длины волны, на основании чего определяется красная граница внутреннего фотоэффекта, и отсюда – ширина запрещенной энергетической зоны полупроводника.

Для получения спектральной характеристики $\gamma(\lambda)$ фоторезистора следует учитывать [1], что она связана с величиной фототока $i(\lambda)$ соотношением:

$$\gamma(\lambda) = \frac{i(\lambda)}{(\Delta\Phi/\Delta\lambda)}, \quad (2)$$

где $\Delta\Phi/\Delta\lambda$ – спектральная плотность энергетической светимости лампы накаливания. В первом приближении нить лампы накаливания можно принять за абсолютно черное тело, и тогда $\Delta\Phi/\Delta\lambda$ – функция Планка [2]:

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{h^2 c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (3)$$

Температуру T нити лампы ($\sim 1400^\circ \text{C}$) можно измерять прилагаемым пиетром.

Для повышения надежности устройства и удобства в работе при изучении внутреннего фотоэффекта, элементная база по рис.1 дополнена транзистором, который включается по схеме усилителя постоянного тока (рис. 2)

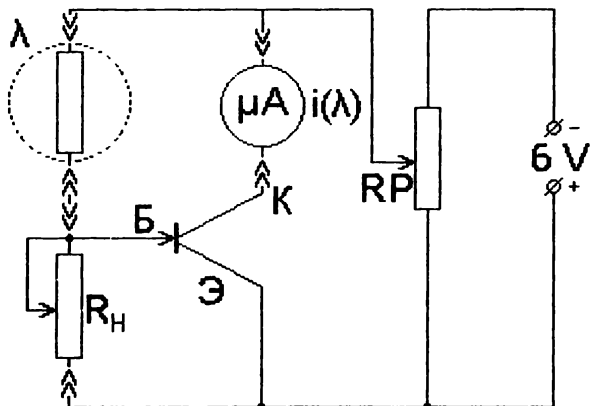


Рис. 2.

В данном варианте микроамперметр (100 мкА) коммутируют в коллекторную ветвь транзистора, а магазин сопротивлений R_H выполняет роль резистора, регулирующего чувствительность усилителя постоянного тока. При этом отпадает необходимость включения высокочувствительного милливольтметра Ф-195. Коммутацию элементов на стенде студенты выполняют самостоятельно. Обработка данных по формулам (1), (2) и (3) осуществляется на ПК.

Аппаратуру блока можно использовать для изучения оптронной пары светодиод – фотодиод, а именно, для регистрации малых перемещений. С этой целью перед фотодиодом устанавливают светодиод, схему по рис.1 переводят в фотодиодный режим, микроамперметр заменяют магазином сопротивлений, который подключают к осциллографу. Питание светодиода осуществляется сетевым трансформатором с вентильным диодом.

Апробация блока в нескольких группах в 2003/04 г. показала его дидактическую целесообразность.

Список литературы: 1. Ушаков В.В. в сб. «Методические указания к лабораторным работам» по разделам «Физика атомов, молекул, твердого тела». Харьков, ХПИ, 1990г., с.67. 2. Савельев И.В. «Курс общей физики» т.3, М.: «Наука», 1979г., с.29.

Поступила в редколлегию 29.04.04

Ю. В. ЧЕРНЯК, н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТНО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ДИАПАЗОНЕ ВЫСОТ 100 - 1000 КМ

Розроблено метод виміру N_e , що базується на використанні складеного зондувального сигналу. Реалізовано додатковий канал, що вимірює з поліпшеним розрешенням по висоті. Отримано інформацію щодо розподілу N_e в областях E і F іоносфери в період рівнодення.

The method of measurement N_e , what based on the use of sounding signal compound, is developed. The additional channel metering with the improved height resolution is implemented. The information concerning distribution N_e in the regions of the E and F ionosphere is obtained during equinox.

Введение. В настоящее время большой интерес вызывают процессы в ионосфере как в спокойных условиях так и во время геомагнитных возмущений. Одной из главных характеристик ионосферной плазмы является электронная концентрация N_e . Метод некогерентного рассеяния (НР) потенциально позволяет определять высотное и временное распределение N_e в интервале высот от 100 до 1000 км и выше. Для определения N_e в E и F областях ионосферы в метровом диапазоне волн применяется чередование различных режимов излучения зондирующих радиоимпульсов, которое обеспечивает приемлемое высотное разрешение. Но это усложняет подготовку и проведение экспериментальных измерений и не позволяет оценивать высотное распределение N_e одновременно с достаточной точностью во всем диапазоне высот.

Цель работы: экспериментальный расчет высотно-временного распределения электронной концентрации с улучшенным пространственным разрешением на высотах ниже максимума слоя F2. На радаре НР Института Ионосферы был разработан и реализован экспериментально способ измерения N_e , основанный на использовании составного зондирующего сигнала, с помощью которого реализуется дополнительный канал измерения N_e методом профиля мощности, что позволяет улучшить разрешение по высоте.

1. Методика определения N_e основана на зависимости мощности НР сигнала от N_e , и для радара НР с параболической антенной [1]

$$P_s(h) = \frac{0,76 P_t \eta c A}{16\pi} \cdot \frac{\sigma N_e(h)}{h^2}, \quad (1)$$

где $P_s(h)$ – мощность НР сигнала, рассеянного на высоте h ; P_t – мощность передатчика в импульсе длительностью T ; η – к. п. д. антенно-фидерного тракта; c – скорость света; A – эффективная поверхность антенны; σ – эффективное сечение рассеяния. При длине волны радара $\lambda \approx 2$ м, $\sigma = \sigma_e / (1 + T_e / T_i)$, где σ_e – радиолокационное поперечное сечение электрона. Таким образом:

$$N_e(h) = K \cdot P_{Sn}(h) h^2 [I + T_e(h) T_i(h)], \quad (2)$$

где K коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров радара (может быть найден путем определения абсолютного значения N_e в максимальной ионизации области F2 методом вертикального зондирования), $P_{Sn}(h)$ нормированный высотный профиль мощности НР сигнала. Следовательно, для определения N_e необходимо знать не только высотное распределение мощности, но и дифференциальное сечение рассеяния, либо соответствующую ему корреляционную функцию (3), которые несут информацию об электронной и ионной температурах, в виде

$$R(\tau) = \frac{N}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\gamma_1 \mu_1 z e^{-\mu_1^2 z^2} + \gamma_2 \mu_2 z e^{-\mu_2^2 z^2}) e^{i\omega\tau} d(\Delta\omega)}{[I + t(I - \gamma_1 \varphi(\mu_1 z) - \gamma_2 \varphi(\mu_2 z))]^2 + \pi t^2 [\gamma_1 \mu_1 z e^{-\mu_1^2 z^2} + \gamma_2 \mu_2 z e^{-\mu_2^2 z^2}]^2}, \quad (3)$$

где γ_i – относительное содержание ионов вида i , N – концентрация частиц,

$$t = T_e T_i; \mu_a^2 = t \frac{m_i}{m_e}, \quad z = \sqrt{\frac{3\omega}{2ks}}, \quad s = \sqrt{\frac{2\chi T_e}{m_e}}, \quad \chi - \text{постоянная Больцмана.}$$

В интервале времени, соответствующем длительности радиолокационной развертки дальности (рис. 1), НР сигнал является нестационарным случайным процессом. При этом на интервале соответствующем длительности

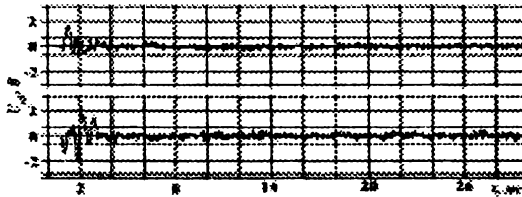


Рис. 1. Распределение амплитуды НР сигнала вдоль развертки дальности

зондирующего импульса и в течении заданного времени накопления КФ является сепарабельной по переменным t и τ . Такую корреляционную функцию можно представить в виде произведения мощности процесса на его НКФ [2]:

$$R(\tau, t) = P(t) r(\tau, t); \text{ где } P(t) = R(0, t) = m_0 \int |v(t)|^2 dt, \quad (4)$$

$$\text{где } r(\tau, t) = \frac{R(t, \tau)}{P(t)} = \frac{\int v(t) v^*(t + \tau) dt}{\int |v(t)|^2 dt} - \text{НКФ.}$$

Учитывая, что в течении развертки t пропорционально h , и учитывая импульсный характер зондирования КФ принятого НР сигнала, имеем

$$R(h, \tau) = P(h) r_f(h, \tau) r_r(\tau), \quad (6)$$

где $r_f(h, \tau)$ – НКФ рассеивающей среды, $r_r(\tau)$ – НКФ огибающей зондирующего радиоимпульса.

Определение высотного распределения мощности НР сигнала реализовано путем введения дополнительного элемента в зондирующем сигнале малой длительности и измерительного канала на близкой к основной частоте (двухчастотный способ зондирования). Это позволило получать информацию о распределении $N_e(h)$ в районе и ниже максимума ионизации с приемлемым высотным разрешением, расширить диапазон исследуемых высот в нижней части ионосферы, сохранив при этом возможность определять этот параметр на высотах более 1000 км.

2. Результаты эксперимента. Экспериментальные измерения проводились 24.09.2004 года на радаре НР Института ионосферы. Длительность элементов составного сигнала, определяющих разрешение по высоте измерительных каналов, составляла 65 и 700 мкс, структура и принцип его формирования описаны в [3]. Общая импульсная мощность зондирующего сигнала составила 2 МВт. Параметры НР сигнала в каждом измерительном канале фиксировались системами корреляционной обработки [4], $N_e(h)$, с улучшенным разрешением по высоте определялась согласно методике [3]. Абсолютные значения определялись по данным о критической частоте (f_0F2) максимума слоя F2 (рис.2), полученным станцией вертикального зондирования.

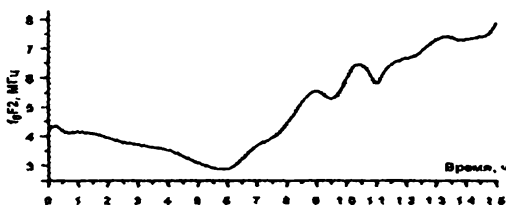


Рис. 1. Временная зависимость f_0F2 за период с 00 по 15ч. 24.09.2003г.

С использованием двухчастотного способа зондирования были получены данные о высотно-временном распределении N_e в областях E и F ионосферы в период равноденствия при понижающейся солнечной активности. Полученные данные охватывают ночной период, восход солнца в точке наблюдения и магнитосопряженной точке и дневные условия до 15 ч местного времени. На рис. 3 вверху приведено высотно-временное распределение N_e по данным двух измерительных каналов (а – основной, b – дополнительный), на котором можно видеть поведение ионосферных областей с близкими значениями N_e . Немонотонность хода изолиний N_e может быть объяснена кратковременным усилением потока солнечного рентгеновского излучения (наблюдалось по данным спутника NOAA). 24.09.2004 имели место возмущения геомагнитного поля, трехчасовой планетарный K_p – индекс превышал значение 5 в период 00 - 09 ч UT. Ниже приведено высотное распределение N_e по данным канала с улучшенным разрешением по высоте (10 км) в характерные моменты времени (ночь, восход, день). Видно, что нижняя исследуемая высота

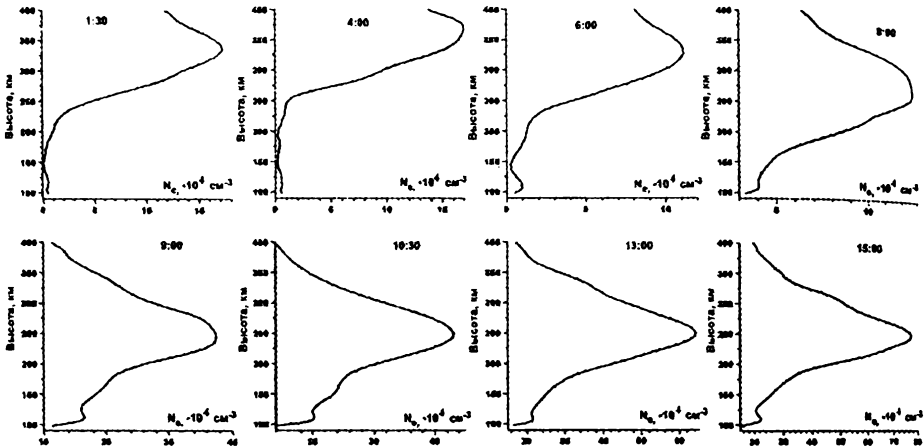
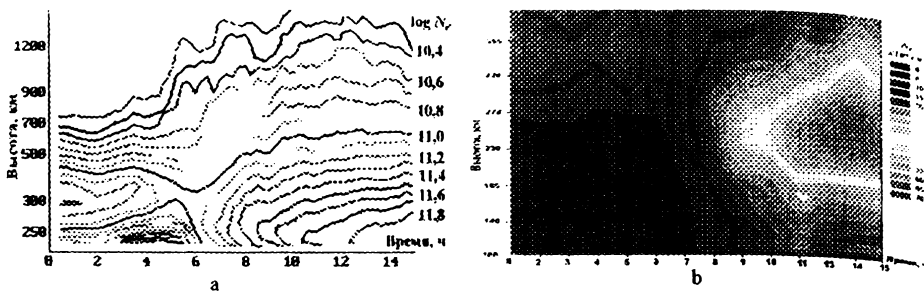


Рис.3. Варианты высотно-временного распределения N_e

составила ~ 90 км, четко различима структура ионосферы ниже главного максимума ионизации (слой E и F1), изменение высоты в максимуме концентрации. Наибольшее значение электронной концентрации в максимуме ионизации области F составило $\sim 7.7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, в дневное время наблюдалась область E со значением N_e в максимуме $\sim 2.1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, а так же слой F1.

Выводы. Применение двухчастотного метода зондирования, основанного на особенностях свойств НР сигнала, позволило провести долговременные измерения высотно-временного распределения N_e в диапазоне высот 100 - 1000 км и получить данные, необходимые для решения задач геофизики, соответствующие современным представлениям о процессах в ионосфере.

Литература: 1. Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР. ТИИЭР. 1969, Т. 57, № 4. С. 139 - 175. 2. Фельдман Ю.И., Мандуровский И.А. Теория флуктуаций локационных сигналов, отраженных распределенными целями. М.: Радио и связь 1988, 272 с. 3. Черняк Ю.В. Измерение электронной концентрации в нижней и верхней ионосфере при одновременном определении параметров верхней ионосферы методом НР // Радиофизика и СВЧ электроника. 2-я Харьк. конф. молод. ученых. Харьков. 2002. 4. В.Н. Лысенко, Черняк Ю.В. Корреляционная обработка сигнала НР (см. статью в этом сборнике).

Поступила в редколлегию 20.04.04

Я.А. ЧУБАРОВА, инж.-иссл.Зкат. ННЦ ХФТИ (г. Харьков),

А.П. ГОРДАЯ, инж.-иссл. ННЦ ХФТИ (г. Харьков)

АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ЦИРКОНИЕВЫХ СПЛАВОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЬЮТЕРНЫХ МЕТОДОВ

В статті викладено результати металографічних досліджень труб-оболонок твєлів з цирконієвого сплаву українського (Zr1%Nb) та російського (E-110) виробництва. Використана комп'ютерна програма обробки знімків мікроструктури матеріалів, яка пропонується для визначення якості виробів по розміру зерна та кількості другої фази на одиницю поверхні шліфа.

In the given article are presented results of metallography researches of the cladding tubes of Ukrainian (Zr1%Nb) and Russian (E-110) make. The computer program uses for processing images of the materials microstructure, offered for use in estimation of the quality according to the grain size and amount of second phase per a section unit.

Введение. Развитие ядерной энергетики требует разработки специальных конструкционных материалов, предназначенных для изготовления оболочек тепловыделяющих элементов реакторов на тепловых нейтронах.

В связи с жесткими условиями работы оболочек твэлов, материалы, предназначенные для их изготовления должны иметь необходимые механические, коррозионные и радиационные свойства, а также примесный состав и структурное состояние. Специфика использования этих материалов заключается, прежде всего, в том, что они должны поглощать как можно меньше тепловых нейтронов, обладая при этом вышеперечисленными требованиями. Также жесткость эти требований обусловлена ответственным назначением и тяжелыми условиями работы в активной зоне ядерного реактора, так как твэл является элементом, который предотвращает выход ионизирующих и радиационных излучений. Известно, что таким материалом является цирконий: в нём прекрасно сочетаются все необходимые свойства для реакторных условий в процессе работы.

Работа выполняется в связи с разработкой в Украине производства комплектов для твэлов и тепловыделяющих сборок из циркониевой руды, добываемой в Украине. Так как технология получения сплавов в Украине (кальциетермический метод восстановления циркония из тетрафторида циркония) отличается от принятой для производства оболочек из сплава Э-110 для твэлов действующих реакторов типа ВВЭР-1000 (электrolитическое восстановление циркония из фторцирконата калия), то хотя сплавы по легированию сходны (добавка 1%Nb), примесный состав в них может отличаться.

Цель работы методами металлографии провести исследование структуры труб-оболочек из циркониевого сплава Zr1%Nb украинского производства в сравнении с трубами из сплава Э-110 российского производства.

Задачей исследования является изучение структурных особенностей вышеперечисленных сплавов: распределение примесных включений, выделений вторых фаз, определение параметров зеренной структуры.

Микроструктура металлов и сплавов характеризуется величиной зерна, его расположением, формой, размером и количеством различных фаз. От этих факторов зависят физико-механические свойства сплавов.

Большинство способов выявления микроструктуры сводится к выявлению границ между фазами, к получению рельефа на поверхности зёрен и окрашиванию фаз или структурных составляющих (колоний). При этом удаётся выявить качественное различие фаз, двойниковые образования, блочную структуру и ориентировку зёрен относительно плоскости шлифа и взаимную ориентировку зёрен.

Различные фазы сплава отличаются химическим составом, кристаллическим строением, механическими свойствами. Поэтому в основе всех методов выявления структуры лежит подбор условий, которые помогают выявить различия фаз и отличить их друг от друга.

Исследуемый материал. В качестве исследуемого материала использовали оболочки твэл из циркониевого сплава Zr1%Nb украинского и Э-110 российского производства. Их отличает содержание кислорода. Химический состав исследуемого материала приведен в таблице 1.

Таблица 1
Химический состав исследуемых материалов

Сплав	Примеси (% мас) 10^{-3}													
	O	N	C	Ca	Si	Al	Cu	Ti	Fe	Ni	Cr	Mn	H	F
Zr1%Nb	130-140	6	10	4,0	18	1,4	2,1	1,5	25	4,0	1,3	2	1,5	3
Э110	< 100	6	20	20	20	8,0	5,0	5,0	20	20	20	5	1,5	3

Объектом исследования являлась шлифованная поверхность образца. Ее получали обработкой залитого в серу образца на шлифовальных машинах с использованием абразивных материалов, величина абразивного зерна которых изменялась от 150 до 9 мкм. В процессе изготовления шлифов в качестве охлаждающей жидкости использовали воду. Изучение структуры

на металлографическом микроскопе МИМ-8. Структура лученных образцов была сфотографирована в светлом поле и в дярризованном свете.

Резуьтаты металлогрфических исследований $Zr1\%Nb$ и Э-110. В настоящее время с помощью программы разработанной в НТК ЯТЦ ННЦ ХФТИ профессором Ганном и его коллегами, можно производить расчет, как включений всех видов, так и определять размеры зерен [4,5,6].

Данная программа предполагает:

преобразование фотоснимка в графический файл формата BMP с использованием компьютерного сканера;

измерение размеров с помощью программы графической обработки изображений;

чтение файла видимых размеров на выбранной площади;

-статистическую обработку файла, получение средних значений диаметра, квадрата диаметра видимых размеров, определения видимой плотности на поверхности шлифа;

построения гистограммы распределения видимых размеров;

восстановление истинной функции распределения;

построения гистограммы распределения истинных размеров;

-определение истинной концентрации, средних размеров и объёмной доли.

Исходя из вышесказанного, можно предлагаемую методику обработки снимков микроструктуры представить в виде блок-схемы (см. рис. 1).

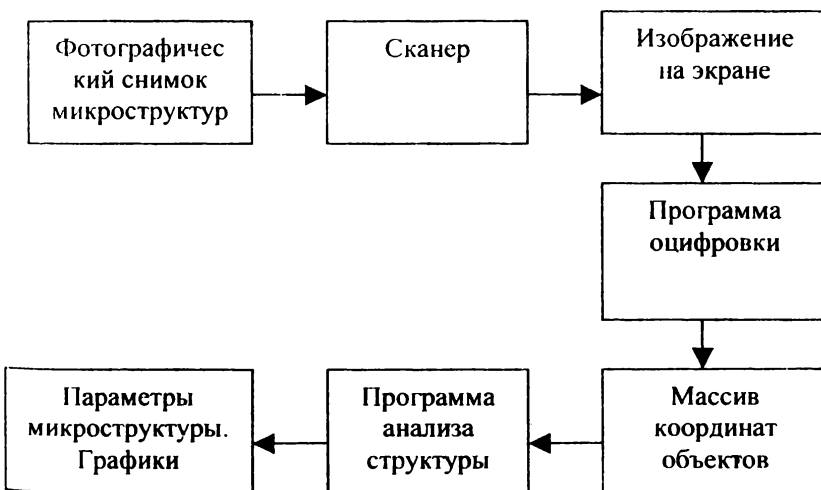


Рис. 1. Блок-схема програм

Для проведения параметризации снимков микроструктуры их вначале сканировали с использованием программы Microsoft Photo Editor, расширение bmp. Далее с помощью программы Digit_2Zr производили оцифровку снимков структуры (при этом получаем файл оцифровки) и обработав его в программе Precipi2 получаем протокольный файл, содержащий сведения о концентрации, размере и объемной доли искомой фазы. Далее использование программы Origin 5.0 позволяет построить гистограмму распределения частиц второй фазы по размерам.

При обработке снимков микроструктуры по предложенной программе определены концентрация, размер и объемная доля зёрен и частиц второй фазы, проявляемых на уровне металлографических исследований в сплавах украинского (Zr1Nb) и российского (Э110) производства.

На рис. 2 и 3 представлены изображения структуры сплава украинского (Zr1Nb) и российского (Э-110) производства (поперечное сечение образцов, поляризованный свет).

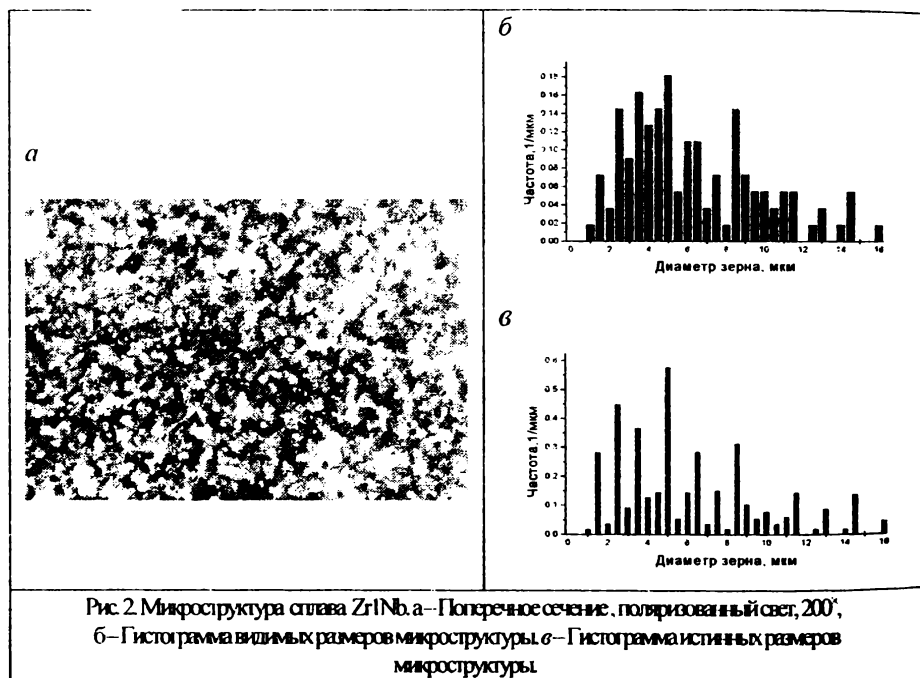


Рис. 2 Микроструктура сплава Zr1Nb. а-- Поперечное сечение, поляризованный свет, 200 \times , б-- Гистограмма видимых размеров микроструктуры в-- Гистограмма истинных размеров микроструктуры

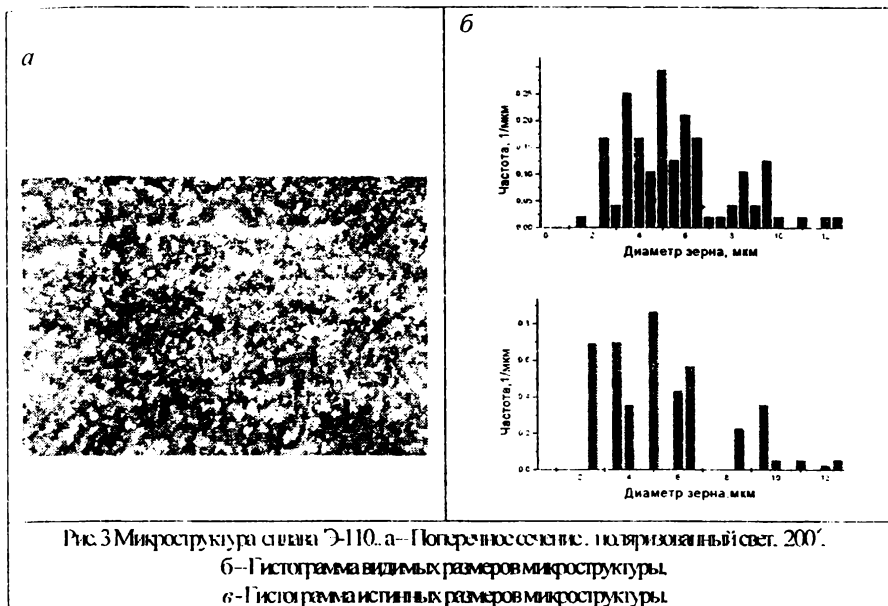


Рис.3 Микроструктура сплава Э-110. а- Поперечное сечение, поляризованный свет, 200 \times .
 б- Гистограмма видимых размеров микроструктуры.
 в- Гистограмма истинных размеров микроструктуры.

Полученные результаты представлены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2

Видимые параметры зёрненной структуры

Название сплава	Плотность (1/см ²)	D _{ср} (мкм)	D _{срв} (мкм)	D _{ср} (мкм)
Zr1Nb	4.724·10 ⁵	6.594	7.422	4.895
Э-110	5.923·10 ⁵	5.816	6.260	4.952

Таблица 3

Истинные параметры зёрненной структуры

Название сплава	Концентрация (1/см ³)	D _{ср} (мкм)
Zr1Nb	6.144·10 ⁸	7.689
Э-110	7.614·10 ⁸	7.779

На рисунках 4 и 5, а также в таблицах 4 и 5 представлены результаты обседа частиц второй фазы.

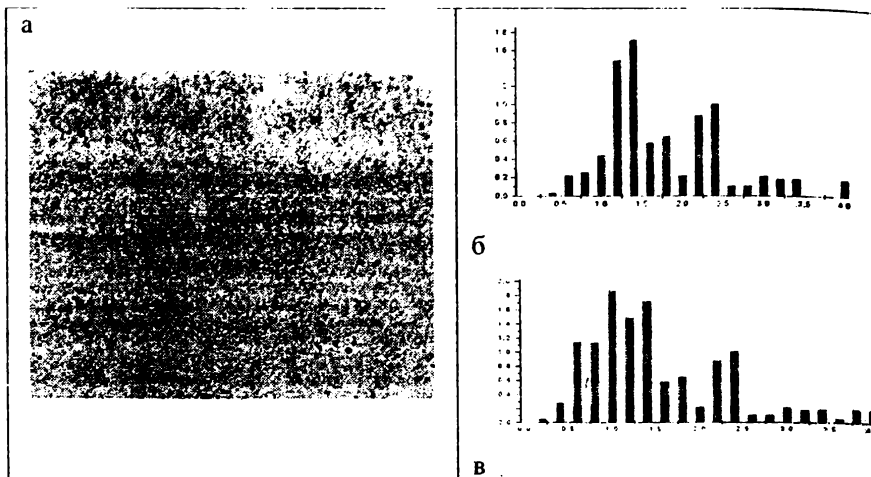


Рис. 4. Вид поверхности образца из сплава Zr1Nb после травления.

а - Светлопольное изображение структуры, 200 \times , б - Гистограмма видимых параметров, в - Гистограмма истинных размеров

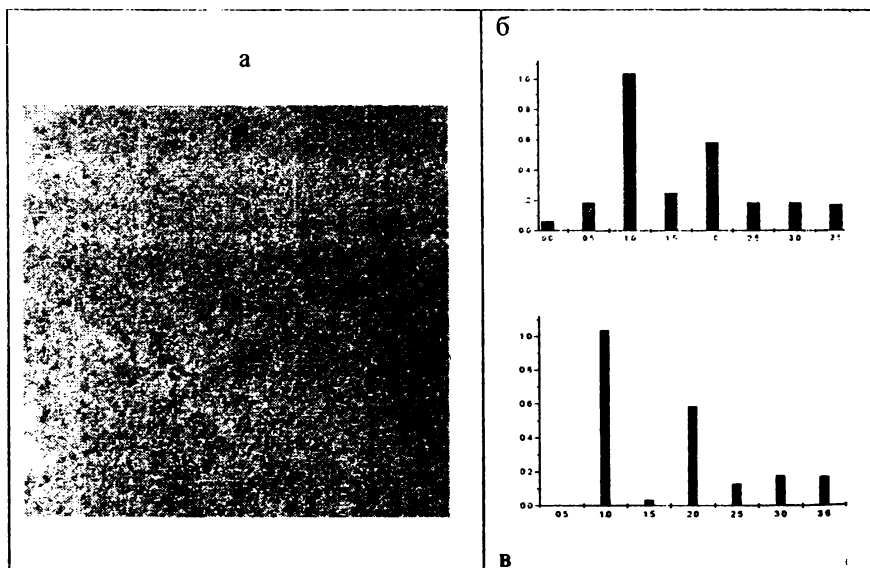


Рис.5. Вид поверхности образца из сплава Э110 после травления.

а - Светлопольное изображение структуры, 200 \times , б - Гистограмма видимых параметров, в - Гистограмма истинных размеров

Результаты обсчета частиц второй фазы представлены в таблицах 4 и 5.

Таблица 4

Видимые параметры структуры

Название сплава	Плотность (1/см ²)	D _{ср.} (мкм)	D _{ср.кв.} (мкм)	D _{ср.} (мкм)
Zr1Nb	4.550·10 ⁶	1.815	1.957	1.530
Э-110	4.225·10 ⁶	1.947	2.133	1.297

Истинные параметры структуры

Название сплава	Концентрация (1/см ³)	Объемная доля	D _{ср.} (мкм)
Zr1Nb	1.893·10 ¹⁰	1.368·10 ⁻¹	2.403
Э-110	6.015·10 ⁹	4.379·10 ⁻²	2.037

Обсуждение. При выполнении данной исследовательской работы была поставлена задача изучить структуру в сплавах, полученных различными металлургическими методами и с различным содержанием кислорода. В работе использовали образцы трубок из экспериментального сплава Zr1%Nb и штатного сплава Э-110.

На основании проведенных материаловедческих исследований, с использованием комплекса компьютерных программ, был проведен сравнительный анализ структуры сплава Э-110 и Zr1%Nb, который показал и сходство, и различие элементов структуры обоих сплавов. Сходство заключается в величинах размеров зерен, которые находятся в диапазоне 5-10 мкм и в наличии мелких включений (или выделений). Размеры включений в обоих типах сплавов составляли в основном менее 0,1-1,5 мкм, но встречались и включения с размером 2-3 мкм, а также некоторые дефекты более крупных размеров.

В целом проведенное исследование структуры показало, что дальнейшее её изучение необходимо продолжить, чтобы изучить все различия в характеристиках кальциетермического сплава Zr1%Nb и электролитического сплава Э-110.

Выводы. Проведенные металлографические исследования структуры циркониевых сплавов позволили установить такие их особенности:

микроструктура образцов отожженного сплава Э-110 представлена равноосными рекристаллизованными зёрнами со средним размером от 3 до 12 мкм (см. рис. 3). Микроструктура образцов отожженного сплава Zr1%Nb подобна структуре сплава Э-110. Для неё характерны равноосные рекристаллизованные зёрна размером 5-10 мкм (см. рис. 2).

в обоих сплавах наглядно представлено (см. рис. 4, 5) присутствие включений белого цвета округлой формы не более 0.5 – 1 мкм. Также наблюдается система “черных пикселей”, их концентрация на образцах разных сплавов значительно различается. Полагаем, что “черные пиксели” представляют собой фрагменты альфа фазы иной травимости. Их характерный размер 0.5-3 мкм.

Список литературы: 1.В.А.Цыканов, Е.Ф. Давыдов. Радиационная стойкость тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. Москва, Атомиздат, 1977. 2. Н.М. Бескоровайный, Ю.С. Беломытцев и др. Конструкционные материалы ядерных реакторов. Часть 1. Москва, Атомиздат, 1972. 3. А.В.Бобылёв. Механические и технологические свойства металлов: Справочник. М., Металлургия, 1987 4. Ганн В.В. Черняева Т.П. Стукалов А.И. и др. Компьютерная программа обработки снимков микроструктуры материалов, предлагаемая для использования при оценке качества изделий по количеству второй фазы // ВАИГ Труды конференции по проблеме циркония и гафния в атомной энергетике. Алушта. 14-19 июня 1999. Харьков, 1999. С.100. 5. Козицкий Д.В. Новиков В.У. Иванова В.С. Компьютерная методика мультифракционного анализа структуры материалов. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов.1998. Т.64. №11 С.33-36. 6. Кадушников Р.М., Каменин И.Г., Алневский В.М. и др. Метод топологической реконструкции и количественной оценки размеров зерен. // Исследование структуры и свойств. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 1997 Т.63. №4. С.30-34. 7.Н.А.Богомолова. Практическая металлография. М.1982. 272 с. 8. И.М.Неклюдов, В.М.Ажажа, В.Н.Воеводин и др. Исследование микроструктуры твэльных труб из кальциетермического сплава Zr1%Nb (КТЦ-110) // Вопросы атомной науки и техники Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». 2002. №6 (82). с.106-111

Поступила в редколлегию 15.04.04

В.И. ШКАЛЕТО, канд. физ.-мат. наук,
Г.И. КОПАЧ, канд. физ.-мат. наук, **Н.М. ХАРЧЕНКО**, **С.Н. КАРАСЁВ**

РЕГИСТРАЦИЯ ПОКАЗАНИЙ СПЕКТРОФОТОМЕТРА СФ-46 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВМ

Описана схема пристрою сполучення ЕОМ з спектрофотометром СФ-46, яка використовує універсальний вольтметр В7-23. Пристрій призначений для автоматизації реєстрації результатів вимірювань спектральних залежностей коефіцієнта прозорості.

The circuit of the interface unit of a computer with a spectrophotometer СФ-46, using the universal voltmeter В7-23 is described. The device is intended to automatic registration results of measurement spectral dependencies of a transmittance.

Для определения оптических параметров веществ по измеренным с помощью спектрофотометра СФ-46 спектральным зависимостям коэффициентов пропускания (и/или отражения) необходимо ввести данные эксперимента в ЭВМ в виде двумерного массива чисел «длина волны коэффициент пропускания». Процесс записи показаний прибора и ввода данных в ЭВМ требует много времени, поскольку производится вручную. Для ускорения процесса измерения и последующей компьютерной обработки спектральных зависимостей коэффициента пропускания предложено электронное устройство сопряжения спектрофотометра СФ-46 с ЭВМ. Описываемое устройство позволяет автоматизировать процесс считывания информации, даваемой регистрирующей частью спектрофотометра, и ее ввода в ЭВМ.

Устройство сопряжения состоит из цифрового вольтметра и мультиплексора, управляемого от ЭВМ через параллельный порт. Цифровой вольтметр используется в качестве прецизионного аналого-цифрового преобразователя, а мультиплексор – для передачи данных в ЭВМ. Точность измерений определяется классом точности вольтметра. В описываемом устройстве использован универсальный цифровой вольтметр В7-23. Однако, может быть использован любой цифровой вольтметр, имеющий выход на внешнее цифropечатающее устройство, где информация выдается в двоично-десятичном коде в виде уровней напряжения. Выходной кодовый сигнал должен соответствовать уровням сигналов ТТЛ-логики. В противном случае возникает необходимость согласовывать уровни выходного сигнала вольтметра с уровнями логических сигналов параллельного порта ЭВМ.

Мультиплексор состоит из четырех каналов, каждый из которых представляет собой мультиплексор 8×1. На рисунке представлена принципиальная электрическая схема мультиплексора. Информационные входы мультиплексоров DD1 - DD4 через разъем Х2 устройства подключены

к разъему X13 В7-23 [1]. Поскольку информация об измеряемой величине на контактах разъема X13 В7-23 представлена в двоично-десятичном коде, то для ее передачи в виде параллельного кода необходимо 4 линии. Для реализации этой функции применены четыре идентичных канала. На информационные входы микросхемы DD4 подаются сигналы первого разряда каждой декады, на входы микросхемы DD3 – сигналы второго разряда каждой декады и т. д. В декадах 1 – 5 передается информация о мантиссе, в шестой декаде – о порядке, а в седьмой декаде – о полярности измеряемой величины. Информационные выходы микросхем подсоединены через разъем X1 к параллельному порту ЭВМ. Одноименные адресные входы микросхем объединены между собой и через разъем X1 устройства подключены к порту ЭВМ. Через эти входы осуществляется управление от ЭВМ состоянием мультиплексора. Для увеличения надежности считывания информации используется линия «запрет счета», установление высокого уровня напряжения на этой линии запрещает работу генератора и останавливает счетчик вольтметра.

Считывание информации с вольтметра происходит следующим образом. Следуя программе ЭВМ устанавливает сигнал «запрет счета» для вольтметра, а затем на адресных входах мультиплексоров устанавливает адрес 001. При этом на выходах каждого мультиплексора будет находиться информация с первых информационных входов (адрес 001), которая является двоично-десятичным числом, записанным в первой декаде вольтметра. Эта информация поступает на параллельный порт ЭВМ и записывается в ячейку памяти. Затем состояние адреса увеличивается на единицу и процесс считывания повторяется. При этом в ЭВМ записывается вторая декада числа. И так далее. После окончания цикла считывания (считывание седьмой декады) программа осуществляет преобразование двоично-десятичного числа в десятичное и запись его в ячейку памяти.

Спектрофотометр СФ-46 совместно с устройством сопряжения и ЭВМ работает следующим образом. Световой пучок из монохроматора попадает через систему щелей в кюветное отделение. В монохроматический поток поочередно вводятся исследуемый и контрольный образцы. Излучение, прошедшее через образец, попадает на фотоэлемент. Фототок, пропорциональный величине светового потока, усиливается приемно-усилительным блоком спектрофотометра. Выходной сигнал приемно-усилительного блока подается на вход вольтметра В7-23. ЭВМ, подключенная через мультиплексор устройства сопряжения, считывает с вольтметра информацию. Информация, переданная в ЭВМ, обрабатывается и записывается в файл. Данные о спектральных зависимостях коэффициента

X1
к N13 В7-23

Цель	Конт
1 разр. 1 дек.	1
2 разр. 1 дек.	2
3 разр. 1 дек.	3
4 разр. 1 дек.	4
1 разр. 2 дек.	5
2 разр. 2 дек.	6
3 разр. 2 дек.	7
4 разр. 2 дек.	8
1 разр. 3 дек.	9
2 разр. 3 дек.	10
3 разр. 3 дек.	11
4 разр. 3 дек.	12
1 разр. 4 дек.	13
2 разр. 4 дек.	14
3 разр. 4 дек.	15
4 разр. 4 дек.	16
1 разр. 5 дек.	17
1 разр. 6 дек.	21
2 разр. 6 дек.	25
3 разр. 6 дек.	26
4 разр. 6 дек.	27
1 разр. 7 дек.	33
2 разр. 7 дек.	35
Запрет. счета	38

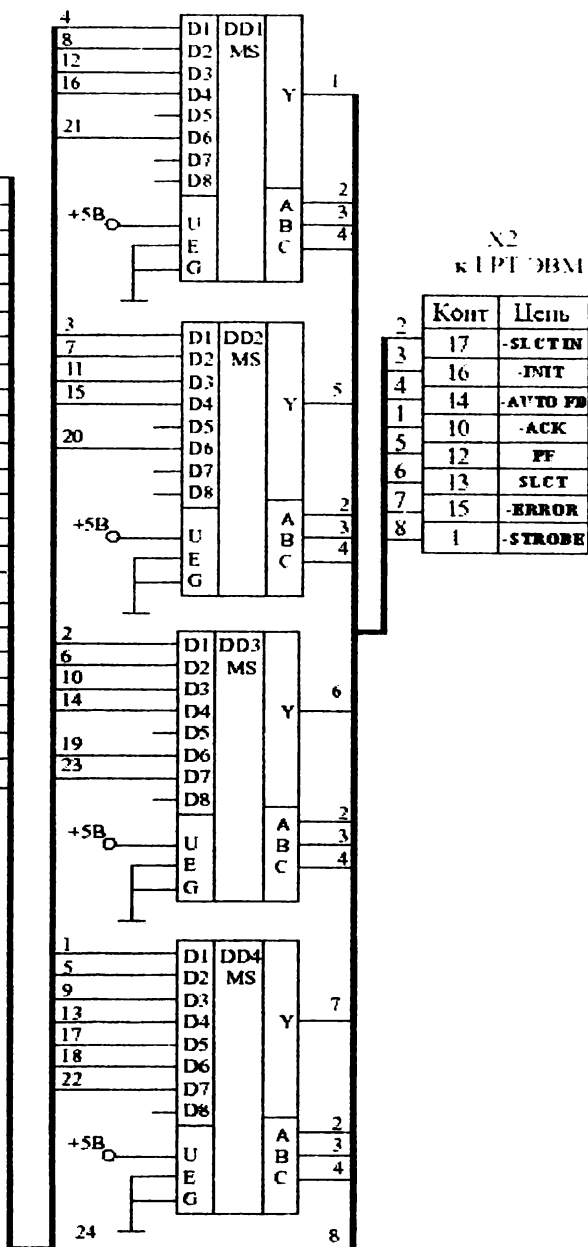


Рис. Принципиальная электрическая схема устройства сопряжения

пропускания, записанные в файл, впоследствии можно обрабатывать с помощью другого программного обеспечения.

Измеряемый коэффициент пропускания рассчитывается по формуле:

$$T = \frac{U - U_{\tau}}{U_0 - U_{\tau}}$$

где T – коэффициент пропускания;

U – напряжение, пропорциональное световому потоку, прошедшему через исследуемый образец;

U_{τ} – напряжение, пропорциональное темновому току фотоэлемента;

U_0 – напряжение, пропорциональное световому потоку, прошедшему через эталонный образец.

Работа программы для управления мультиплексором, а так же обработки и записи данных в файл происходит следующим образом. Вначале на монитор ЭВМ выводится ряд запросов для ввода диапазона длин волн, в котором будут проводиться исследования, шага по длинам волн и имени файла, в котором будут сохранены данные для последующей обработки.

Далее компьютер выдает на монитор сообщение о необходимости установки темнового тока и разрешение мультиплексору на считывание соответствующего напряжения с выхода вольтметра.

Затем в цикле по выбранному диапазону длин волн происходит вывод на монитор сообщения об установке с помощью монохроматора соответствующей длины волны и помещения эталонного образца в световой пучок, выходящий из монохроматора. После считывания соответствующих показаний вольтметра на монитор выдается сообщение об установке в световой пучок монохроматора исследуемого образца и производится считывание новых показаний вольтметра. Далее данные обрабатываются и выводятся в файл. После окончания цикла можно проводить измерения с другим образцом. В программе предусмотрена возможность проводить измерения одновременно с несколькими образцами и одним эталоном.

Список литературы: 1. Вольтметр универсальный цифровой В7-23. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Минск, 1980. 2. Новиков Ю.В., Калашников О.А., Гуляев С.Э. Разработка устройств сопряжения. – М.: «ЭКОМ», 1997.

Поступила в редакцию 29.04.04

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Антонова В.А., Борцов В.Н., Резник А.П.</i> Расчет волнового сопротивления копланарно связанных линий пакета пленочных кабелей	3
<i>Белозеров Д.П.</i> Особенности интерпретации результатов ионосферных измерений при НР	11
<i>Григоренко Е.И., Пазюра С.А., Таран В.И., Черногр Л.Ф.</i> Ионосферные эффекты магнитосферных электрических полей по наблюдениям на радаре некогерентного рассеяния в Харькове.....	15
<i>Дзюбанов Д.А., Захаров И.Г., Ляшенко М.В.</i> Регрессионные зависимости электронной концентрации области F2 ионосферы от солнечной активности по данным Харьковского радара некогерентного рассеяния	19
<i>Долгодуш М.Н., Комяк В.А., Марыкинский О.Е.</i> Применение методов дистанционного зондирования для определения природной пожарной опасности в лесу	25
<i>Емельянов Л.Я.</i> Обоснование характеристик радара для определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния	29
<i>Ефимов А.В., Ажажа В.М., Пилипенко Н.Н., Мухачев А.П.</i> Гафний – перспективный материал для ядерной энергетики.	37
<i>Живолуп Т.Г.</i> Результаты сравнения разработанной теоретической модели нижней части области F ионосферы с эмпирической моделью А.Д. Данилова.....	45
<i>Лысенко В.Н., Кононенко А.Ф., Черняк Ю.В.</i> Корреляционная обработка сигнала некогерентного рассеяния	49
<i>Лысенко В.Н., Скляров И.Б.</i> Перспективы применения ионозонда в составе радара некогерентного рассеяния института ионосферы.....	63
<i>Ляшенко М.В.</i> Квазипериодические возмущения в среднеширотной ионосфере по данным радара некогерентного рассеяния в Харькове и мировой сети ионозондов.....	69
<i>Никитин А.М.</i> Расчет мощности лазера и параметров оптических схем ЛДДС.....	73
<i>Пазюра С.А.</i> Результаты наблюдения аномальной ионосферной бури 21 марта 2003 года на Харьковском радаре некогерентного рассеяния	79
<i>Пуляев В.А.</i> Определение ионосферных параметров в методе НР на основе использования искусственных нейронных сетей	83
<i>Рогожкин Е.В., Белозеров Д.П.</i> Анализ ошибок измерений при зондировании ионосферы методом НР в режиме сдвоенных импульсов	87
<i>Ушаков В.В., Корж И.А.</i> Универсальный измерительный блок для изучения трех фотоэффектов на монохроматоре УМ-2	93

<i>Черняк Ю.В.</i> Определение высотного-временного распределения электронной концентрации в диапазоне высот 100 – 1000 км	97
<i>Чубарова Я.А., Гордая А.П.</i> Анализ микроструктуры циркониевых сплавов с использованием компьютерных методов	101
<i>Шкалето В.И., Копач Г.И., Харченко Н.М., Карасев С.Н.</i> Регистрация показаний спектрофотометра СФ-46 с использованием ЭВМ	109

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ВІСНИК НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ "ХПІ"

*Збірник наукових праць
Тематичний випуск
Радіофізика та іоносфера
№ 23*

Відповідальний за випуск Луцьова В.М.

Підп. до друку 4.06.2004 р. Формат 60x84 1/16. Папір Соуу Рарег.
Друк-ризографія. Гарнітура Таймс. Умов. друк. арк. 7,0.
Облік. вид. арк. 7,25. Наклад 300 прим. 1-й завод 1-45. Зам. № 8955-12.
Ціна договірна.

НТУ "ХПІ" 61002, Харків, вул. Фрунзе. 21

Видавничий центр НТУ "ХПІ"
Свідоцтво ДК № 116 від 10.07.2000 р.
Віддруковано в типографії ТОВ СУНП "Бруксафоль-Курсор Фоліен"
Харків, пр. Театральний 11/13
т. (0572) 14-38-74, (057) 706-31-73
