МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ Національний технічний університет "Харківський політехнічний інститут"

ВІСНИК НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ "ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ"

Серія: Радіофізика та іоносфера

№ 57 (963) 2012

Збірник наукових праць

Видання засноване у 1961 р.

Харків НТУ "ХПІ", 2012

ISSN 2078-9998

Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". Збірник наукових праць. Серія: Радіофізика та іоносфера. — Х.: НТУ "ХПІ". — 2012. — N 57 (963). — 96 с.

Державне видання

Свідоцтво Держкомітету з інформаційної політики України КВ № 5256 від 2 липня 2001 року

Збірник виходить українською та російською мовами.

Вісник Національного технічного університету "ХПІ" внесено до "Переліку наукових фахових видань України, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук", затвердженого Постановою президії ВАК України від 26 травня 2010 р., № 1 — 05 (Бюлетень ВАК України, № 6, 2010 р., с. 3, № 20).

Координаційна рада:

- Л.Л. Товажнянський, д-р техн. наук, проф. (голова);
- К.О. Горбунов, канд. техн. наук, доц. (секретар);
- А.П. Марченко, д-р техн. наук, проф.; Є.І. Сокол, д-р техн. наук, чл.-кор. НАН України;
- €.€. Александров, д-р техн. наук, проф.; А.В. Бойко, д-р техн. наук, проф.;
- Ф.Ф. Гладкий, д-р техн. наук, проф.; М.Д. Годлевський, д-р техн. наук, проф.;
- А.І. Грабченко, д-р техн. наук, проф.; В.Г. Данько, д-р техн. наук, проф.;
- В.Д. Дмитриєнко, д-р техн. наук, проф.; І.Ф. Домнін, д-р техн. наук, проф.;
- В.В. Єпифанов, канд. техн. наук, проф.; Ю.І. Зайцев, канд. техн. наук, проф.;
- П.О. Качанов, д-р техн. наук, проф.; В.Б. Клепіков, д-р техн. наук, проф.;
- С.І. Кондрашов, д-р техн. наук, проф.; В.М. Кошельник, д-р техн. наук, проф.;
- В.І. Кравченко, д-р техн. наук, проф.; Г.В. Лісачук, д-р техн. наук, проф.;
- В.С. Лупіков, д-р техн. наук, проф.; О.К. Морачковський, д-р техн. наук, проф.;
- В.І. Николаєнко, канд. іст. наук, проф.; П.Г. Перерва, д-р екон. наук, проф.;
- В.О. Пуляєв, д-р техн. наук, проф.; М.І. Рищенко, д-р техн. наук, проф.;
- В.Б. Самородов, д-р техн. наук, проф.; Г.М. Сучков, д-р техн. наук, проф.;
- Ю.В. Тимофієв, д-р техн. наук. проф.: Н.А. Ткачук. д-р техн. наук. проф.

Редакційна колегія серії:

Відповідальний редактор:

В.О. Пуляєв, д-р техн. наук, проф.

Відповідальний секретар:

М.В. Ляшенко, канд. фіз.-мат. наук

Члени редколегії: Д.А. Дзюбанов, канд. фіз.-мат. наук, с.н.с.; І.Ф. Домнін, д-р техн. наук, проф.;

- Ф.В. Ківва, д-р фіз.-мат. наук, проф.; О.С. Мазманішвілі, д-р фіз.-мат. наук, проф.;
- €.В. Рогожкін, д-р фіз.-мат. наук, проф.; В.І. Таран, д-р фіз.-мат. наук, проф.;
- Г.С. Хрипунов, д-р техн. наук, проф.; Л.Ф. Черногор, д-р фіз.-мат. наук, проф.;
- І.В. Яковенко, д-р фіз.-мат. наук, проф.

3 номеру 57'2012 Вісник НТУ "ХПІ" має власну полвійну нумерацію: № 57 (963)

Рекомендовано до друку Вченою радою НТУ "ХПІ", протокол № 8 від 30 жовтня 2012 р.

УДК 621.396.677.45

Я.Н. ЧЕПУРНЫЙ, зав. сектором, Институт ионосферы, Харьков **И.Б. СКЛЯРОВ**, гл. инж., Институт ионосферы, Харьков

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКИХ СПИРАЛЬНЫХ АНТЕНН ДЛЯ ИОНОСФЕРНОЙ СТАНЦИИ "БАЗИС"

Предложено использование двухзаходных конических логарифмических спиральных антенн в качестве приемо-передающих антенн ионозонда. Показано, что предложенные антенны позволяют осуществить разделение обыкновенной и необыкновенной компонент отраженных от ионосферы сигналов при одноканальном построении приемо-передающей аппаратуры станции. Проведено компьютерное моделирование, позволившее получить основные технические характеристики антенн.

Запропоновано використання двозахідних конічних логарифмічних спіральних антен у якості приймально-передавальних антен іонозонда. Показано, що запропоновані антени дозволяють здійснити розділення звичайної та незвичайної компонент відбитих від іоносфери сигналів при одноканальній побудові приймально-передавальної апаратури станції. Проведене комп'ютерне моделювання дозволило отримати основні технічні характеристики антен.

The application of double-helix conical logarithmic antennas as receiving and transmitting ones of an ionosonde was proposed. It was shown that the proposed antennas allowed separating the ordinary and extraordinary components of the signals reflected from the ionosphere if the single-channel structure of ionosonde transceiver equipment is used. The computer simulation, which provided the main technical characteristics of the antennas, has been performed.

Введение. Станция вертикального зондирования ионосферы "Базис" [1], входящая в состав радара НР Института ионосферы, используется для исследования ионосферных параметров на высотах ниже максимума ионизации.

Интерпретация результатов зондирования усложняется рядом факторов. связанных с тем, что приемо-передающая аппаратура выполнена по одноканальной схеме и работа ведется с линейно-поляризованными сигналами. Известно, что под влиянием магнитного поля Земли линейнополяризованная волна в ионосфере распадается на обыкновенную и необыкновенную компоненты, существенно отличающихся по особенностям распространения. Получаемые станцией "Базис" ионограммы [1] содержат обе компоненты, ветви которых накладываются друг на друга и разделяются только вблизи критической частоты ионосферы. Разделить обыкновенную и необыкновенную компоненты можно при использовании зондирующих сигналов круговой поляризации. Такие сигналы используются в современных цифровых ионозондах [2], выполненных по двухканальной схеме. В этих установках между сигналами каналов поддерживается фазовый сдвиг 90°, что позволяет использовать для излучения и приема волн круговой поляризации простые антенны турникетного типа. Одноканальная схема передающего устройства станции "Базис" не позволяет использовать антенны турникетного типа и вынуждает искать другие пути формирования сигналов круговой поляризации.

Анализ литературы. Одним из вариантов является использование спиральных передающих и приемных антенн. Особенно перспективными представляются двухзаходные эквиугольные (логарифмические) конические спиральные антенны с двумя входами (с вершины и с основания спирали) [3]. Внешний вид такой антенны показан на рис. 1.

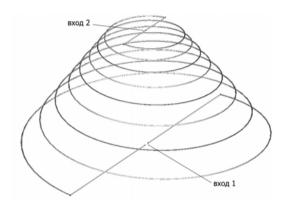


Рис. 1 – Внешний вид двухзаходной конической логарифмической спиральной антенны

Сигналы, подаваемые на один либо другой вход, формируют волны круговой поляризации с противоположными направлениями вращения вектора электрического поля. Таким образом, запитывая с основания указанную антенну, можно сформировать, например, зондирующий сигнал левой круговой поляризации (соответствующий обыкновенной компоненте в ионосферы ионосфере). Отраженный от сигнал будет иметь противоположное направление вращения (соответственно, правое) и после приема антенной выделится на её выходе у вершины спирали. Для перехода с обыкновенной на необыкновенную компоненту, достаточно поменять местами передающий и приёмный входы-выходы антенны.

Спиральные антенны широко используются в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, применение же их на частотах $2-15~\rm M\Gamma ц$, требуемых для вертикального зондирования, в литературе не встречается. При их разработке возникает ряд специфических вопросов, связанных с большой длиной волны. Так, не представляется возможным реализовать оптимальный угол подъема спирали $28-30^\circ$, поскольку высота антенны достигала бы $200~\rm M$. Также неприемлемыми являются рекомендации [3] относительно выбора диаметра провода для намотки спирали, равного 0.05-

0.2 от диаметра витка (максимальный диаметр провода при этом достигал бы 2.5 м).

Цель статьи — оценка возможности создания двухзаходных конических логарифмических спиральных антенн диапазона 2 — 15 МГц, обеспечивающих поляризационное разделение обыкновенной и необыкновенной компонент отраженных от ионосферы сигналов.

На основании приведенных в [3] положений был проведен расчет нескольких вариантов однозаходных и двухзаходных антенн с приемлемыми геометрическими размерами и проведено их компьютерное моделирование.

В результате, было установлено, что оптимальными, с точки зрения применения в составе станции "Базис", характеристиками обладают двухзаходные конические логарифмические спиральные антенны с числом витков — четыре. Наилучшие поляризационные характеристики имеют спирали с целым числом витков. При приемлемых конструктивных параметрах угол подъема спирали составляет $3.5^{\circ}-8^{\circ}$. Коэффициент перекрытия диапазона K_{π} при этом достигает трех, но со значительным ухудшением параметров на краях. Предпочтительнее выбирать $K_{\pi}=2.7-2.8$.

С учетом вышеизложенного, диапазон 2 — 15 М Γ ц предложено перекрывать двумя антеннами: первая: 2 — 5.5 М Γ ц, вторая: 5.5 — 15 М Γ ц.

В прямоугольной системе координат форма спирали (одна ветвь) антенны диапазона $2-5.5~\mathrm{M}\Gamma$ ц описывается следующими выражениями:

$$x = 6.8e^{0.0518\varphi}\cos\varphi,$$

$$y = 6.8e^{0.0518\varphi}\sin\varphi,$$

$$z = 32.967 - 8.967e^{0.0518\varphi},$$

где угол ф изменяется от 0 до 8π (спираль содержит 4 витка).

Соответствующие выражения для антенны диапазона $5.5-15~\mathrm{M}\Gamma\mathrm{u}$ имеют вид:

$$x = 2.48e^{0.0522\varphi}\cos\varphi,$$

 $y = 2.48e^{0.0522\varphi}\sin\varphi,$
 $z = 10.948 - 2.948e^{0.0522\varphi},$

где угол ϕ также изменяется от 0 до 8π .

Внешний вид антенн соответствует рис. 1. Высота антенны диапазона $2-5.5~\mathrm{M}\Gamma$ ц составляет $24~\mathrm{m}$, угол подъема спирали равен 3.9° , максимальный радиус витка (у основания) $-25~\mathrm{m}$, минимальный (у вершины) $-6.8~\mathrm{m}$, высота входа $1~\mathrm{hag}$ поверхностью земли $-3~\mathrm{m}$, диаметр провода $-200~\mathrm{mm}$. Высота антенны диапазона $5.5-15~\mathrm{M}\Gamma$ ц составляет $8~\mathrm{m}$, угол подъема спирали равен 3.9° , максимальный радиус витка (у основания) $-9.2~\mathrm{m}$, минимальный (у вершины) $-2.48~\mathrm{m}$, высота входа $1~\mathrm{hag}$ поверхностью земли $-1~\mathrm{m}$, диаметр провода $-80~\mathrm{mm}$.

Обе антенны имеют сходные технические характеристики, поскольку являются почти полными масштабными копиями. На рис. 2 представлены частотные зависимости КСВН антенн со входов 1 и 2. В целом, согласование антенн удовлетворительное, выбросы КСВН до 2.6 – 3 наблюдаются только вблизи нижнего края диапазона каждой из антенн.

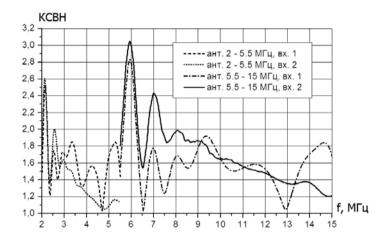


Рис. 2 – Частотные зависимости КСВН антенн со входов 1 и 2

На рис. 3 приведены диаграммы направленности (ДН) антенн со входов 1 и 2 на крайних частотах диапазона -2 и 15 МГц. Видно, что максимум излучения ориентирован, практически, вертикально. ДН мало изменяется в широкой полосе частот, что является достоинством логарифмической спирали.

Круговая поляризация поля антенн характеризуется коэффициентами эллиптичности 0.5-0.95 для антенны диапазона 2-5.5 МГц и 0.47-0.98 для антенны диапазона 5.5-15 МГц.

На рис. 4 представлены частотные зависимости коэффициента усиления (КУ) антенн двух диапазонов. Различия в КУ со входов 1 и 2 связаны с различной шириной ДН антенн при питании с основания (вход 1, мода T_1) и вершины спирали (вход 2, мода T_{-1}). Кроме того, КУ антенны диапазона 2 – 5.5 МГц выше, примерно, на 1.5 дБ за счет большего диаметра провода спирали.

Для определения влияния диаметра провода, из которого выполнены спирали, на характеристики антенны была использована программа моделирования MMANA-GAL. На рис. 5 представлены полученные зависимости изменения КУ антенны диапазона 5.5 – 15 МГц от диаметра

провода на нескольких частотах диапазона. Нормирование КУ проведено относительно усиления антенны с диаметром провода спирали 80 мм.

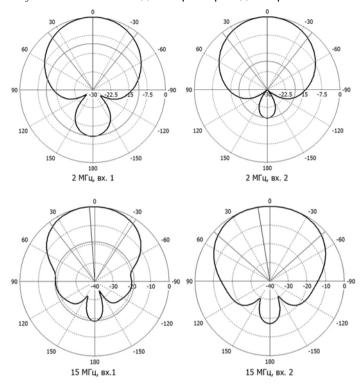


Рис. 3 – ДН антенн на крайних частотах диапазона

Видно, что при уменьшении диаметра провода наибольшие потери усиления имеют место на нижних частотах диапазона. Установлено, что уменьшение диаметра провода не приводит к заметным изменениям ДН. Работоспособность антенны сохраняется при уменьшении диаметра провода до 2 мм. Потери усиления при этом составляют от 0.5 до 2.75 дБ.

Предлагаемые антенны могут использоваться также в качестве дополнительных приемных антенны станции "Базис". При этом в режиме передачи может использоваться существующая ромбическая антенна линейной поляризации. Спиральная антенна осуществляет приём обыкновенной и необыкновенной компонент отраженного от ионосферы сигнала. Разделение компонент происходит в самой антенне и, в зависимости от направления намотки спирали, одна компонента будет выделена на входе 1, другая — на входе 2. Так, если антенна представляет собой спираль

правосторонней намотки, то обыкновенная компонента будет выделяться на входе 1 (у основания антенны), соответственно, необыкновенная — у вершины антенны, на входе 2.

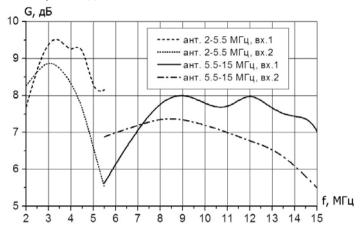


Рис. 4 — Частотные зависимости коэффициента усиления G антенн диапазонов 2-5.5 и 5.5-15 МГ $_{\rm II}$

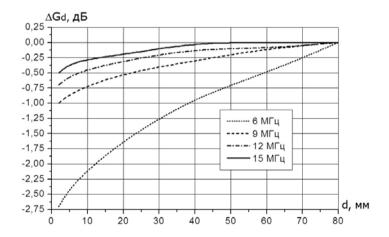


Рис. 5 – Зависимость изменения коэффициента усиления антенны диапазона $5.5-15~\mathrm{M}\Gamma$ ц от диаметра провода спирали

На рис. 6 представлены графики, характеризующие поляризационную развязку ΔG_p предлагаемых антенн. Если антенна используется только в режиме приема, а для передачи используется антенна линейной поляризации,

то поляризационная развязка описывается кривыми, обозначенными как "вх. 1" и "вх. 2" (развязка составляет 7.5-33 дБ для входа 1 и 15-28 дБ для входа 2). Если же антенна является приёмо-передающей, то поляризационная развязка описывается суммарной кривой "вх. 1- вх. 2" и изменяется по диапазону в пределах 25-60 дБ.

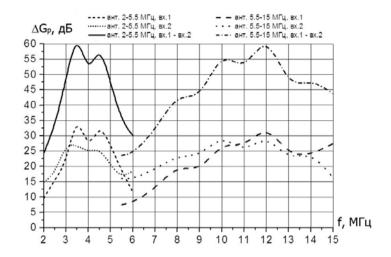


Рис. 6 — Частотные зависимости поляризационной развязки ΔG_p антенн диапазонов 2 — 5.5 МГц и 5.5 — 15 МГц

Выводы. Предлагаемые двухзаходные конические логарифмические спиральные антенны диапазонов $2-5.5~\mathrm{M}\Gamma\mathrm{u}$ и $5.5-15~\mathrm{M}\Gamma\mathrm{u}$ по своим поляризационным характеристикам позволяют разделить обыкновенную и необыкновенную компоненты отраженных от ионосферы сигналов и могут быть использованы в составе станции "Базис" в качестве основных или дополнительных антенн.

Список литературы: 1. *Барабаш В.В., Скляров И.Б.* Станция вертикального зондирования Института ионосферы // Вестник НТУ "ХПИ". Сборник научных трудов. Тематический выпуск "Автоматика и приборостроение". − 2010. − № 23. − С. 7 − 12. 2. *Ратовский К.Г., Потехин А.П., Медведев А.В., Куркин В.И.* Современный цифровой ионозонд DPS-4 и его возможности. // Солнечно-земная физика. − 2004. − Т. 118, № 5. − С. 102 − 104. 3. *Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н.* Спиральные антенны. − М.: Сов. радио, 1974. − 224 с.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

УДК 621.396

Д.П. БЕЛОЗЁРОВ, м.н.с., Институт ионосферы, Харьков **Т.А. СКВОРЦОВ**, д-р техн. наук, с.н.с., Институт ионосферы, Харьков

МАРКОВСКАЯ МОДЕЛЬ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО ИОНОСФЕРОЙ СИГНАЛА

Розглядається можливість використання марківської моделі випадкового процесу для імітування розсіяного іоносферою сигналу в приймачі радіолокатора некогерентного розсіяння.

Рассматривается возможность использования марковской модели случайного процесса для имитирования рассеянного ионосферой сигнала в приемнике радиолокатора некогерентного рассеяния.

The possibility of using a Markov model to simulate the stochastic process of the scattered signal in the ionosphere incoherent scatter radar is considered.

Введение. Одним из методов исследования ионосферы является метод некогерентного рассеяния (НР) [1]. Его суть заключается в том, что высокопотенциальный радиолокатор облучает ионосферу, а на выходе приемника наблюдается сигнал, рассеянный на пространственных неоднородностях электронной концентрации. Рассеянный сигнал на выходе приемника является стохастическим процессом, близким к нормальному.

Параметры ионосферы (температура электронов и ионов, концентрация электронов, скорость дрейфа плазмы) определяются путем корреляционного или спектрального анализа данного процесса.

При этом обратная задача рассеяния решается путем сравнения измеренных автокорреляционных функций (АКФ) с эталонными АКФ и выбора оптимальной оценки АКФ по критерию наименьших квадратов.

Поскольку эталонные АКФ получаются путем решения прямой задачи рассеяния при заданных параметрах ионосферы, с учетом влияния аппаратурных факторов и методических погрешностей, то по оценке АКФ можно найти оценки соответствующие оценки параметров ионосферы.

Для получения достоверной информации приходится решать две залачи:

- контроль аппаратурных факторов в ходе сеансов измерений;
- оценка методических погрешностей, связанных с несовершенством алгоритмов, влиянием помех и временными ограничениями объема анализируемой выборки.

Обе задачи могут решаться путем использования имитаторов сигналов HP. При этом сигналы, имитирующие реальные принимаемые сигналы

радиолокатора, могут подаваться в различные точки приемного тракта, включая вход коррелометра.

В настоящее время в Институте ионосферы (г. Харьков) применяется аналоговый имитатор сигнала НР в виде "окрашенного" белого шума [2, 3]. Недостатками такого имитатора являются: невозможность варьировать параметрами имитационного сигнала в реальном времени, когда требуется протестировать радиолокатор НР в ходе сеанса измерений, трудность перестройки фильтров аналогового имитатора для моделирования различных параметров ионосферной среды; изменение статистических характеристик имитационного сигнала в результате старения электронных элементов.

Для устранения вышеперечисленных недостатков целесообразно использовать цифровые имитаторы сигнала HP.

Известно, что для моделирования случайных процессов можно использовать метод формирующего фильтра либо метод канонических разложений [4].

Достоинством метода канонических разложений является возможность вычислений процесса для любого момента времени. Однако принимаемый сигнал в радиолокаторах HP квантуется во времени, что аннулирует указанное достоинство.

В то же время достоинствами метода формирующего фильтра является существенно более высокое быстродействие, а также простота реализации. Эти достоинства оказываются весьма полезными с учетом необходимости формирования сложных моделей ионосферы [5], а особенно при имитации сигнала в ходе сеанса измерений.

Для синтеза сигнала методом формирующего фильтра целесообразно использовать теорию синтеза марковских процессов с заданными корреляционными свойствами [6].

Целью работы является рассмотрение возможности применения марковских моделей для имитации сигнала HP.

Разработка и обоснование методики моделирования. Известно, что спектры марковских процессов описываются дробно-рациональной функцией вида

$$s_{\lambda}(\omega) \sim \frac{\left|P_m(j\omega)\right|^2}{\left|Q_n(j\omega)\right|^2},$$
 (1)

где $P_m(x) = b_0 x^m + b_1 x^{m-1} + \ldots + b_{m-1} x + b_m$, $Q(x) = x^n + a_1 x^{n-1} + \ldots + a_{n-1} x + a_n$, причем все корни многочлена Q(x) имеют отрицательные вещественные части.

Процесс с таким спектром может быть получен из белого нормального шума путем его обработки в соответствии со стохастическим дифференциальным уравнением вида [6]

$$\frac{d^{n}\lambda(t)}{dt^{n}} + a_{1}\frac{d^{n-1}\lambda(t)}{dt^{n-1}} + \dots + a_{n-1}\frac{d\lambda(t)}{dt} + a_{n}\lambda(t) = b_{0}\frac{d^{m}n(t)}{dt^{m}} + \dots + b_{m}n(t),$$
 (2)

где n(t) — нормальный белый шум, и его производные вводятся чисто формально, так как он не дифференцируем.

В то же время спектр сигнала НР имеет вид [7, 8]

$$s_{N}(\theta) \sim \frac{\sqrt{\frac{m_{i1}}{2KT_{i}}} \sum_{n=1}^{N} \gamma_{n} \sqrt{\frac{m_{in}}{m_{1}}} e^{-\frac{m_{in}}{m_{i1}}} \theta^{2}}{\left[1 + \beta \left(1 - \sum_{n=1}^{N} \gamma_{n} \phi \left(\sqrt{\frac{m_{in}}{m_{i1}}} \theta\right)\right)\right]^{2} + \pi \beta^{2} \theta^{2} \left(\sum_{n=1}^{N} \gamma_{n} \sqrt{\frac{m_{in}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{in}}{m_{i1}}} \theta^{2}\right)^{2}},$$
(3)

где
$$r_e$$
 — радиус электрона, $N_{\rm e}$ — электронная концентрация,
$$\beta = \frac{T_e}{T_i} \qquad - \text{ отношение температур электронов и ионов,} \qquad \theta = \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_i}{2KT_i}},$$

$$\Phi = 2\theta e^{-\theta^2} \int_{0}^{\theta} e^{\rho^2} d\rho, \ \gamma_1 = \frac{[H^+]}{N_e}, \ \gamma_2 = \frac{[He^+]}{N_e}, \ \gamma_3 = \frac{[O^+]}{N_e}, \ \gamma_N = \frac{[NN^+]}{N_e} = 1 - \gamma_1 - \dots - \gamma_{N-1},$$

 m_i — масса ионов в атомных единицах массы, k — волновое число, K — постоянная Больцмана.

Таким образом, для получения марковской модели сигнала НР необходимо аппроксимировать спектр (3) выражением вида (1).

Такая аппроксимация была получена путем разложения числителя и знаменателя (3) в ряды Тейлора. При этом выражение теоретического спектра (3) аппроксимируется формулой вида

$$S(\omega) \approx \frac{\left[1 + \sum_{i=1}^{l} (-1)^{i} \frac{\omega^{2i}}{\prod_{j=1}^{i} 2j}\right]^{2}}{\left[1 + \upsilon(1 + \sum_{i=1}^{l} (-1)^{i} \frac{2^{i} \omega^{2i}}{\prod_{j=1}^{i} (2j-1)}\right]^{2} + \upsilon^{2} \pi \left[\omega + \sum_{i=1}^{l} (-1)^{i} \frac{\omega^{2i+1}}{i!}\right]^{2}},$$
(4)

где i, j – индексы (целые положительные числа), n = 2l + 1, здесь n – это порядок полинома, характеризующего знаменатель, о - коэффициент, выбираемый из ширины спектра.

Отметим, что в известной литературе описаны марковские модели только для спектров достаточно простого вида. В то же время характерный спектр сигнала НР имеет двугорбый характер. Это может создавать известные проблемы с устойчивостью марковских моделей сигнала НР при увеличении степени знаменателя. Однако достаточно высокая точность аппроксимации может быть достигнута уже при малых степенях путем правильного выбора коэффициента v.

В частности, при l = 1 (4) принимает вид

$$S(\omega) = \frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{2}\right)^2}{\left(1 + \upsilon - 2\upsilon\omega^2\right)^2 + \left(\upsilon\sqrt{\pi}\omega - \upsilon\sqrt{\pi}\omega^3\right)^2},\tag{5}$$

при этом расхождение спектра (3) и его аппроксимации (5) находятся в пределах 1-3%.

Перейдем от линейного дифференциального уравнения n-порядка (2) к системе линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Обозначим $\lambda(t) = \lambda_1(t)$ и введем дополнительно n-1 функций $\lambda_2(t), \ldots, \lambda_n(t)$ при помощи системы следующих равенств

$$\begin{cases}
\frac{d\lambda_{1}(t)}{dt} = \lambda_{2}(t), \\
\frac{d\lambda_{2}(t)}{dt} = \lambda_{3}(t), \\
\dots \\
\frac{d\lambda_{n-m-1}(t)}{dt} = \lambda_{n-m}(t), \\
\frac{d\lambda_{n-m}(t)}{dt} = \lambda_{n-m+1}(t) + \xi_{n-m}n(t), \\
\dots \\
\frac{d\lambda_{n-1}(t)}{dt} = \lambda_{n}(t) + \xi_{n-1}n(t).
\end{cases}$$
(6)

Постоянные коэффициенты ξ_{n-m} , ..., ξ_{n-1} выбираются таким образом, чтобы из уравнения (2) исключить производные белого шума n(t). Для этого подставим в (2) выражения в виде производных, полученных из (6). В результате получим

$$\frac{d\lambda_{n}(t)}{dt} + a_{n}\lambda_{1}(t) + a_{n-1}\lambda_{2}(t) + \dots + a_{1}\lambda_{n}(t) + \xi_{n-m}\frac{d^{m}n(t)}{dt^{m}} + (\xi_{n-m+1} + a_{1}\xi_{n-m})\frac{d^{m-1}n(t)}{dt^{m-1}} + \dots + (\xi_{n-1} + a_{1}\xi_{n-2} + \dots + a_{m-1}\xi_{n-m})\frac{dn(t)}{dt} + (a_{1}\xi_{n-1} + a_{2}\xi_{n-2} + \dots + a_{m}\xi_{n-m})n(t) = (7)$$

$$= b_{0}\frac{d^{m}n(t)}{dt^{m}} + b_{1}\frac{d^{m-1}n(t)}{dt^{m-1}} + \dots + b_{m-1}\frac{dn(t)}{dt} + b_{m}n(t).$$

Приравнивая коэффициенты у одинаковых производных от n(t) в левой и правой части написанного равенства, получаем рекуррентную формулу для определения коэффициентов ξ_k :

$$\xi_{j} = b_{j+m-n} - \sum_{i=1}^{j+m-n} a_{i} \xi_{j-i}.$$
(8)

При этом уравнение (7) принимает вид

$$\frac{d\lambda_n(t)}{dt} = -\sum_{i=1}^n a_{n+1-i}\lambda_i(t) + \xi_n n(t). \tag{9}$$

Система из n линейных дифференциальных уравнений (6) и (9) является системой, определяющей n-компонентный марковский процесс:

$$\begin{cases}
\frac{d\lambda_{1}(t)}{dt} = \lambda_{2}(t), \\
\dots \\
\frac{d\lambda_{n-m-1}(t)}{dt} = \lambda_{n-m}(t), \\
\dots \\
\frac{d\lambda_{n-m}(t)}{dt} = \lambda_{n-m+1}(t) + \xi_{n-m}n(t), \\
\frac{d\lambda_{n}(t)}{dt} = -\sum_{i=1}^{n} a_{n+1-i}\lambda_{i}(t) + \xi_{n}n(t).
\end{cases}$$
(10)

При n - m = 1, система принимает вид

$$\begin{cases}
\frac{d\lambda_{1}(t)}{dt} = \lambda_{2}(t) + \xi_{1}n(t), \\
... \\
\frac{d\lambda_{n-m}(t)}{dt} = \lambda_{n-m+1}(t) + \xi_{n-m}n(t), \\
\frac{d\lambda_{n-1}(t)}{dt} = \lambda_{n}(t) + \xi_{n-1}n(t), \\
\frac{d\lambda_{n}(t)}{dt} = -\sum_{i=1}^{n} a_{n+1-i}\lambda_{i}(t) + \xi_{n}n(t).
\end{cases}$$
(11)

Сравнивая (1) и (5), можно определить коэффициенты системы уравнений (11) в виде

$$b_0 = \frac{1}{2}, b_2 = 1,$$

$$a_0 = \frac{\upsilon\sqrt{\pi}}{\upsilon\sqrt{\pi}} = 1, a_1 = \frac{2\upsilon}{\upsilon\sqrt{\pi}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}, a_2 = \frac{\upsilon\sqrt{\pi}}{\upsilon\sqrt{\pi}} = 1, a_3 = \frac{1+\upsilon}{\upsilon\sqrt{\pi}}.$$

Таким образом, система (11) приводится к виду

$$\begin{cases} \frac{d\lambda_{1}(t)}{dt} = \lambda_{2}(t) + \xi_{1}n(t), \\ \frac{d\lambda_{2}(t)}{dt} = \lambda_{3}(t) + \xi_{2}n(t), \\ \frac{d\lambda_{3}(t)}{dt} = -a_{3}\lambda_{1}(t) - a_{2}\lambda_{2}(t) - a_{1}\lambda_{3}(t) + (b_{2} - a_{1}b_{1} - a_{1}^{2}b_{0} - a_{2}b_{0})n(t), \end{cases}$$
(12)

где $\xi_1 = b_0$, $\xi_2 = b_1 - a_1 b_0$.

Наконец, для реализации фильтра в цифровом виде переходим от дифференциальных уравнений (12) к их разностному аналогу:

$$\begin{cases} \lambda_{1}(t_{i+1}) = \lambda_{1}(t_{i}) + \Delta t(\lambda_{2}(t_{i}) + b_{0}n(t_{i})), \\ \lambda_{2}(t_{i+1}) = \lambda_{2}(t_{i}) + \Delta t(\lambda_{3}(t_{i}) + (b_{1} - a_{1}b_{0})n(t_{i})), \\ \lambda_{3}(t_{i+1}) = \lambda_{3}(t_{i}) + \Delta t(-a_{3}\lambda_{1}(t_{i}) - a_{2}\lambda_{2}(t_{i}) - a_{1}\lambda_{3}(t_{i})) + \\ + \Delta t(b_{2} - a_{1}b_{1} - a_{1}^{2}b_{0} - a_{2}b_{0})n(t_{i}). \end{cases}$$

$$(13)$$

Результаты моделирования. В соответствии с процедурой вычислений (13) была разработана программа, которая позволяет генерировать случайный процесс.

При реализации данной программы в качестве генератора белого гауссовского шума n(t) использовался программный генератор, который вырабатывал случайную выборку некоррелированных отсчетов в диапазоне от -1 до +1 с дискретностью 10^{-5} , что вполне достаточно для адекватного моделирования сигнала HP.

Оценка работы программы показала ее достаточную эффективность. При большом количестве реализаций (не менее 10^4) среднеквадратическое отклонение АКФ модели сигнала от теоретической АКФ составляет $\delta \approx 0.0007$.

Дисплей имитатора сигнала HP представлен на рисунке. Вверху справа отображается одна из реализаций случайного процесса. Вверху слева показан вид спектра моделируемого сигнала при $\upsilon=3$, который в масштабе данного изображения практически совпадает с аппроксимируемым спектром. Внизу отображается заданная АКФ, полученная путем Фурье-преобразования заданного спектра, а также АКФ сгенерированного процесса.

Последняя АКФ формировалась для оценки качества моделирования. При этом многократно генерировался ансамбль случайных процессов (100, 1000, 10000 реализаций) и вычислялась АКФ данного ансамбля. Как видно в масштабе рисунка обе АКФ практически совпадают.

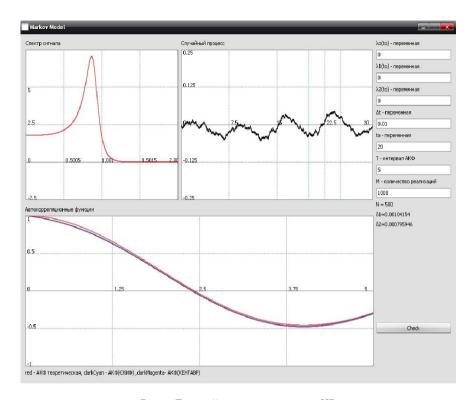


Рис. – Дисплей имитатора сигнала НР

Обсуждение. Теория построения имитаторов сигналов НР постоянно развивается, что подтверждает растущую актуальность рассматриваемых вопросов. При этом все шире используется компьютерное моделирование. В частности, в работе [9] описана модель, построенная методом канонических разложений в базисе Фурье.

Дальнейшее приближение модели к реальному сигналу требует использования матричных моделей сигнала HP [5, 10].

В этой ситуации объем вычислений резко возрастает, что делает актуальными вопросы быстродействия имитаторов и их простоты.

В этих условиях целесообразно переходить при имитации сигнала НР от использования разложений в базисе Фурье к использованию марковских моделей.

Действительно, при канонических разложениях вида [9] необходимо применять большое количество генераторов гармоник (более 100), начальные фазы которых задаются источниками "белого шума". Затем

необходимо реализовать суммирование гармоник и квантование процесса во времени.

В то же время для компьютерной модели, приведенной в статье достаточно использовать всего лишь систему из трех разностных уравнений и один источник белого шума.

Выводы. Разработана математическая марковская модель стохастического сигнала, которая позволяет имитировать сигнал НР с Получено высокой точностью. выражение. аппроксимирующее теоретический спектр сигнала НР дробно-рациональной функцией при помощи полинома Тейлора. Создана компьютерная программа, которая позволяет формировать нормальный случайный процесс со спектром и АКФ, соответствующими спектру и АКФ сигнала НР с заданными параметрами.

Список литературы: 1. Таран В.И. Исследование ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове // Вестник Харьковского государственного политехнического университета: Сб. научн. трудов. - 1999. - Вып. 31. - С. 3 - 9. 2. Лысенко В.Н., Капустян А.А., Бруско А.В. Имитация НР-сигнала // Вестник Харьковского политехнического института: Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. -1986. – Вып. 4, № 234. – С. 60 – 63. 3. Скляров И.Б. Устройство формирования контрольного сигнала радара НР // Вестник ХГПУ: Радиофизика и ионосфера. – 1999. – Вып. 7, Ч. 3. – С. 374 - 375. **4.** *Бакалов В.П.* Цифровое моделирование случайных процессов. - М.: Сайнс-пресс, 2002. - 88 с. 5. Патент України на корисну модель № 58663. МПК (2011.01) G01S 13/00. Спосіб імітації некогерентно розсіяного іоносферою сигналу / Д.П. Белозьоров, Є.В. Рогожкин, Т.О. Сквориов, А.В. Фисун; власник Інститут іоносфери НАН та МОН України - № и201009678; заявл. 02.08.2010; опубл. 26.04.2011; Бюл. №8. 6. Миронов М.А., Тихонов В.И. Марковские процессы. - М.: Сов. радио, 1977. - 488 с. 7. Рогожскин Е.В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния // Ионосферные исследования. - М.: Сов. Радио, 1979. - № 27. - С. 46 - 59. 8. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик некогерентно рассеянного сигнала // Вестник ХГПУ: Физические аспекты современных технологий. – 2000. – Вып. 103. – С. 331 – 336. **9.** Пуляев В.О., Богомаз О.В. Імітація сигналів некогерентного розсіяння з урахуванням висотного розподілу іоносферних параметрів, динаміки плазми та завадових складових // Космічна наука і технологія. - 2011. -Т. 17, № 5. – С. 24 – 28. 10. Рогожкин Е.В., Пуляев В.А., Лысенко В.Н. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом HP: монография. - X.: HTV "XIII". 2008. - 256 с.

Поступила в редколлегию 15.08.2012

А.Е. ЧАГАН, вед. инж.-электр., Институт ионосферы, Харьков **А.И. ЛЯЛЮК**, м.н.с., Институт ионосферы, Харьков

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ КОМПЛЕКСА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НА КРУГОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ

Рассмотрены вопросы настройки на круговую поляризацию двухканального радиопередающего устройства комплекса некогерентного рассеяния. На основе выбранной элементной базы и при учёте особенностей контрольного сигнала разработан алгоритм настройки и поддержания режима круговой поляризации.

Розглянуто питання налаштування на кругову поляризацію двоканального радіопередавального пристрою комплексу некогерентного розсіяння. На основі обраної елементної бази та враховуючи особливості контрольного сигналу був розроблений алгоритм налаштування та підтримки режиму кругової поляризації.

In article explains how to configure a circular polarization of dual radio transmitting device of incoherent scatter facility. Based on the selected components and taking into account the characteristics of the control signal, the algorithm of tuning and maintenance of circular polarization have been developed.

Введение. В метровом диапазоне волн высотный профиль мощности сигналов некогерентного рассеяния (НР) подвержен так называемой фарадеевской модуляции. Пример профиля сигнала НР при наличии фарадеевской модуляции и без неё представлен на рис. 1. Чтобы свести влияние эффекта Фарадея к минимуму, антенно-фидерная система комплекса НР должна обеспечивать передачу и приём сигналов с заданными поляризационными характеристиками [1].

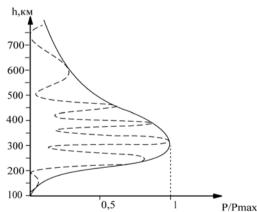


Рис. 1 – Профиль сигналов HP при наличии (пунктирная линия) и отсутствии фарадеевской модуляции (сплошная линия)

На комплексе НР Института ионосферы используется круговая Настройка круговой зондирующих сигналов. В режим поляризации обеспечивается соответствующим сдвигом фаз между каналами устройства. \mathbf{C} передающего выходов перелающего двухканального устройства мощные зондирующие импульсы по двум фидерным трактам поступают к облучателю зеркальной антенны [2]. В ходе измерений ионосферных параметров необходимо обеспечивать текущий контроль поляризации излучаемого сигнала. Ha протяжении суток вариации температуры окружающей среды приводят к изменениям длины фидерных трактов. Эти изменения не одинаковы для двух каналов, что, в свою очередь, приводит к изменению фазового сдвига между каналами и, как следствие, к появлению отмеченной выше фарадеевской модуляции.

В статье рассматривается система автоматической настройки на круговую поляризацию двухканального радиопередающего устройства комплекса НР [3]. Она представляет собой систему контроля поляризации, дополненную устройствами анализа и принятия решения и устройством, выполняющим подстройку фазового сдвига. Автоматизация позволяет улучшить оперативность и точность настройки, исключая фактор оператора, выполняющего подстройку вручную. При разработке системы автоматической настройки учитывались такие параметры как требуемая точность установки фазы, быстродействие, возможность модернизации ее программного обеспечения.

Принцип работы системы. Структурная схема разработанной системы автоматической настройки представлена на рис. 2.



Рис. 2 – Структурная схема системы автоматической настройки. Блок ИЗП – блок импульсов запуска передатчика, $\lambda/4$ – вставка радиочастотного кабеля

Разработанная система дополняет существующую систему контроля и состоит из следующих функциональных узлов:

- двух ортогональных штыревых датчиков;
- устройства суммирования на основе кольцевого моста [4];
- устройства анализа и принятия решения, выполненного на базе микроконтроллера ATmega8;
- механического фазовращателя тромбонного типа, перестраиваемого с помощью шагового двигателя.

Ортогональные штыревые датчики, расположенные в раскрыве рупорного облучателя антенны, обеспечивают приём сигналов, соответствующих двум каналам радиопередающего устройства. Фазовый сдвиг, обусловленный круговой поляризацией излучаемых колебаний на выходах датчиков, равен $\pi/2$. Сигналы с датчиков по двум кабелям с соотношением длин $l_2 = l_1 + \lambda/4$, для обеспечения фазового сдвига между каналами еще на $\pi/2$, подаются на вход суммирующего устройства, где разность фаз составляет уже π .

Суммирующим устройством в рассматриваемой системе служит кольцевой коаксиальный мост. Результирующий (контрольный) сигнал, подается на вход устройства анализа и принятия решения.

анализа принятия решения И построена ATmega8, выбранного исходя требуемой микроконтроллера из производительности, наличия встроенного аналого-цифрового преобразователя (АЦП), необходимого количества портов для управления исполняющим устройством, напряжения питания +5 В, которое также используется для питания микросхемы управления шагового двигателя. Сигнал контроля, подаваемый на вход устройства анализа и принятия решения после детектирования, поступает на встроенный 10-разрядный АЦП микроконтроллера. Исходя из разрядности АЦП, выбранного опорного напряжения 5 В и параметров входного сигнала (импульсы амплитудой от 50 до 5000 мВ), шаг квантования по напряжению составляет 4,9 мВ.

Алгоритм работы устройства анализа и принятия решения представлен на рис. 3. Этот алгоритм позволяет путем изменения фазового сдвига между каналами радиопередающего устройства добиться минимума амплитуды напряжения контрольного сигнала, что соответствует режиму круговой поляризации излучаемых колебаний. Зависимость нормированной амплитуды контрольного сигнала от фазового сдвига представлена на рис. 4.

На рис. 5 представлен алгоритм процедуры оцифровки контрольного сигнала (см. рис. 3 – процедура izmeret(imp)).

Для уменьшения времени поиска минимума начальный шаг перемещения фазовращателя составляет 20 мм, что на рабочей частоте комплекса HP соответствует фазовому сдвигу $3,6^{\circ}$. В процессе выполнения алгоритма, для обеспечения максимальной точности настройки шаг уменьшается до минимального $(0,072^{\circ})$.

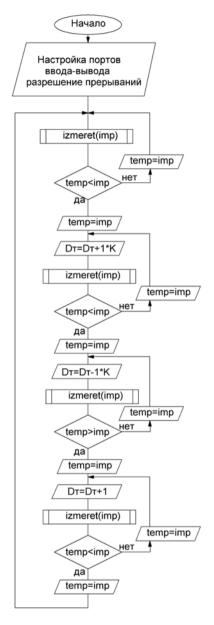


Рис. 3 — Алгоритм работы микроконтроллера: imp—текущее измеренное значение напряжения; temp— предыдущее его значение; К — коэффициент шага перемещения фазовращателя; Dт — положение фазовращателя

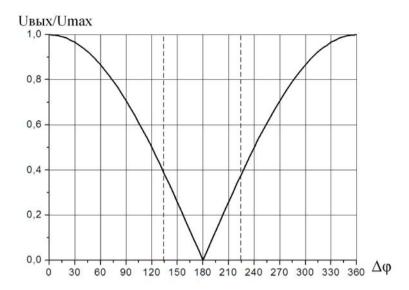


Рис. 4 – Зависимость нормированной амплитуды контрольного сигнала от фазового сдвига. Вертикальными линиями показаны пределы регулировки фазовращателя

Как видно из процедуры оцифровки (см. рис. 5), для снижения влияния импульсных помех и высокочастотных выбросов применено усреднение. Усреднение осуществляется по десяти отсчетам внутри импульса, а также дополнительно по 10 импульсам. При частоте следования импульсов 24,4 Гц время обработки одного положения фазовращателя занимает около 0,5 с. Минимальный шаг перемещения механического фазовращателя составляет 1 мм, что соответствует изменению фазового сдвига на рабочей частоте комплекса HP 0,072°. Для наглядного пояснения процедуры оцифровки на рисунке 6 представлены временные диаграммы.

Испытания системы были проведены на стенде, что выявило некоторые недостатки алгоритма, которые были исправлены. Последующие испытания выявили высокую надежность системы, достаточное быстродействие для проведения качественных ионосферных измерений. Система позволяет автоматически поддерживать заданный фазовый сдвиг между каналами с точностью 0,072° и компенсировать его изменения на протяжении суток. Алгоритм программы реализован на языке программирования С, что даёт возможность быстрой корректировки программного обеспечения Язык С позволил уменьшить микроконтроллера. трудозатраты реализации алгоритма работы. В ходе эксплуатации системы алгоритм работы может быть скорректирован при изменении режима работы комплекса НР.

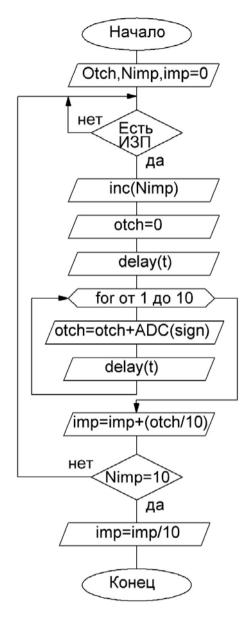


Рис. 5. Процедура оцифровки контрольного сигнала: otch – переменная для хранения значения контрольного сигнала; Nimp – переменная для хранения усредненного значения контрольного сигнала; imp – возвращаемое значение амплитуды контрольного сигнала

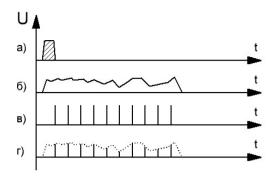


Рис. 6 — Временные диаграммы: a — импульс запуска передатчика; δ — сигнал контроля после детектирования; ϵ — синхроимпульсы микроконтроллера; ϵ — полученные отсчеты сигнала

Выводы. Разработана система автоматической настройки на круговую поляризацию радиопередающих устройств комплекса некогерентного рассеяния. Система позволяет автоматически поддерживать заданный фазовый сдвиг между каналами с точностью не хуже 1° и компенсировать его изменения, вызванные колебаниями температуры окружающей среды. Система позволяет исключить влияние человеческого фактора на точность настройки радиопередающего устройства в режим круговой поляризации. Данные о подстройке при необходимости могут быть записаны ПК для дальнейшего их анализа.

Список литературы: 1. *Емельянов Л.Я.*, *Скляров И.Б.*, *Черияев С.В.* Контроль поляризации и стабильности параметров радара некогереного рассеяния. // Вестник НТУ "ХПИ". – № 4. – 2001. – С. 85 – 89. 2. *Нарбум В.П.*, *Хмель В.Ф.* Поляризационные характеристики зеркальных антенн. – К.: Вища школа, 1978. – 280 с. 3. *Головин В.И.* Радиопередающее устройство измерительного комплекса некогерентного рассеяния. // Вестник Харьковского политехнического института. – № 155. – 1979. – С. 45 – 50. 4. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988. – 430 с.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

УДК 520.16+523.31+523.9:520.86, 550.388, 621.396

А.В. БОГОМАЗ, н.с., Институт ионосферы, Харьков

МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

В статье представлена разработанная модель системы обработки данных радара некогерентного рассеяния. Рассмотрены основные этапы обработки, анализ которых позволил создать данную модель. Приведены назначение и возможности модели.

У статті представлено розроблену модель системи обробки даних радара некогерентного розсіяння. Розглянуто основні етапи обробки, аналіз яких дозволив створити дану модель. Приведено призначення та можливості моделі.

The model of the incoherent scatter radar data processing system is presented in the paper. Main stages of incoherent scatter data processing that were analyzed for creating this model are considered. Purpose and capability of the model are given.

Введение. Задачей системы обработки данных радара некогерентного параметров является оценивание ионосферы характеристикам сигнала. принятого радиоприёмным устройством (РПрУ) радара. С выходов РПрУ низкочастотные сигналы (квадратурная и синфазная составляющие) поступают на систему обработки, на входе которой блок аналого-цифровых преобразователей. Дальнейшая расположен обработка сигналов производится программно персональных на компьютерах. Построение модели системы обработки радара НР является важной задачей, так как позволяет определить необходимые этапы обработки данных, выбрать наиболее подходящие по точности и быстродействию алгоритмы, найти оптимальные параметры процедур, которые реализуют выбранные алгоритмы, проверить правильность функционирования системы обработки и её устойчивость к воздействию различных помех.

Целью статьи является представление разработанной модели системы обработки радара НР Института ионосферы.

Описание системы обработки данных радара НР. Процесс обработки данных радара НР можно разделить на два этапа (первичную и вторичную обработку), которые выполняются последовательно друг за другом [1]. Первичная обработка производится во время работы радара НР в процессе проведения эксперимента в исследовательской обсерватории Института ионосферы в г. Змиёв, а вторичная — на компьютерах, расположенных в Харькове, обычно после завершения эксперимента.

Первичная обработка заключается в аналого-цифровом преобразовании сигнала x_s , который представляет сумму полезного сигнала (сигнала HP) x_{IS} , шумов различной природы x_n и помех x_r ; расчёте корреляционных функций (КФ) этого сигнала $R_s(\tau,h)$, где $\tau=0,1,2,\ldots$ номер задержки КФ, $h=0,1,2,\ldots$ номер высотного участка; накоплении КФ в течение сеанса,

длительность которого обычно составляет 1 мин. К шумам x_n относят космическое радиоизлучение галактик, звёзд и планет, радиотепловое излучение земной поверхности, шумы усилительных каскадов РПрУ. Наиболее частые помехи x_r — когерентные отражения от искусственных спутников Земли и космического мусора, попавших в диаграмму направленности антенны радара, но также могут присутствовать импульсные помехи и резкие скачки уровня сигнала [2].

Для контроля работы передатчика, РПрУ и системы первичной обработки сигнала НР решается обратная задача радиофизики — оцениваются параметры ионосферной плазмы (температуры ионов T_i и электронов T_e). Для уменьшения времени расчётов в процедуре контроля ионосферная плазма считается однокомпонентной (кислородное приближение). До решения обратной задачи необходимо вычесть из $R_s(\tau,h)$ КФ шума $R_n(\tau)$, оценку которой можно получить путём усреднения КФ принятого сигнала с высот, где сигнал НР отсутствует (обычно 2500-3000 км). Результаты решения обратной задачи будут корректными, если аппаратура и программное обеспечение функционируют нормально, в исследуемой области высот преобладают ионы атомарного кислорода, а относительный уровень помех мал, т.е. $R_r(\tau,h) << R_{rs}(\tau,h)$.

Задачей вторичной обработки является получение как можно более точных оценок таких параметров ионосферной плазмы, как температуры T_i и T_e , относительное содержание ионов атомарного кислорода $N[{\rm O}^+]/N_e$, водорода $N[{\rm H}^+]/N_e$, гелия $N[{\rm He}^+]/N_e$ и молекулярных ионов $N[{\rm M}^+]/N_e$ и др.

Более точное решение обратной задачи достигается как за счёт усложнения алгоритмов программ и оптимизации параметров этих программ, так и за счёт дополнительных процедур подготовки данных.

Под подготовкой данных подразумевается учёт особенностей аппаратуры, удаление испорченных помехами данных, вычитание К Φ шума, временное и высотное усреднение.

К учёту аппаратурных особенностей можно отнести, например, учёт характеристики восстановления разрядников антенного коммутатора [3].

Идентификация помех, в основном когерентных отражений, может производиться автоматически. Обычно используется пороговая обработка, где признаком присутствия помехи является превышение значением какоголибо параметра (например, задержки КФ) заданного порога [2, 4, 5].

Временное усреднение данных целесообразно выполнять путём скользящего сглаживания [5], а в качестве высотного может эффективно применяться как трапецеидальное суммирование, так и аппроксимация аналитическим выражением [6-8].

Решение обратной задачи заключается в поиске такой теоретической $K\Phi$, которая после пропускания через модель измерительного канала даст наилучшие согласие с экспериментальной. Значения параметров плазмы, для которых была рассчитана эта $K\Phi$, можно считать измеренными оценками

параметров ионосферной плазмы. Математическая модель измерительного канала основана на применении двумерной функции неопределённости [9].

Описание модели системы обработки данных радара НР. Показанная на рисунке структура модели системы обработки радара НР была построена на основе анализа алгоритмов обработки НР сигналов. Большая часть модели выполнена в виде оригинального программного обеспечения, написанного на языках программирования Fortran, С и BASIC. Для анализа результатов моделирования используется система компьютерной алгебры Mathcad.

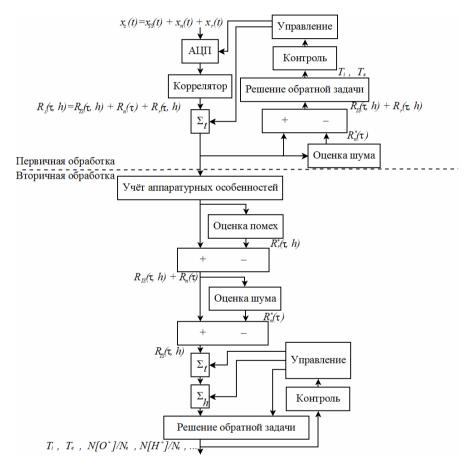


Рис. – Модель системы обработки радара НР Института ионосферы

Важной составляющей модели системы обработки является имитатор НР сигналов и их статистических характеристик (спектральной плотности мощности и автокорреляционных функций). Используя имитатор, можно подавать данные на как вход системы, так и на входы отдельных её частей. В качестве имитатора используется программная реализация способа формирования смеси полезного шумоподобного сигнала (каким является НР сигнал) и помехи с заданными спектрами и необходимым отношением сигнал/помеха [10].

Основной способ исследования построенной модели – статистический. Исследование модели позволяет определять производительность и надёжность компонентов системы и системы в целом, а также оптимальные параметры системы для достижения требуемой точности оценки параметров ионосферной плазмы для различных гелиогеофизических условий (уровень солнечной активности, сезон, время суток) и помеховой обстановки.

Выводы. Разработанная модель является мощным средством для исследования системы обработки данных радара НР и позволяет обнаружить и устранить имеющиеся в ней узкие места, оптимизировать её по точности и быстродействию, увеличить её надёжность.

Список литературы: 1. Расчёт параметров ионосферы в методе некогерентного рассеяния радиоволн: монография / В.А. Пуляев, Д.А. Дзюбанов, И.Ф. Домнин. - Х.: НТУ "ХПИ", 2010. -224 с. 2. Панасенко С.В. Фильтрация временных вариаций мощности некогерентно рассеянного сигнала при наличии нерегулярных помех и сбоев аппаратуры // Вестник НТУ "ХПИ". Тематический выпуск "Радиофизика и ионосфера". - 2011. - № 44 - С. 40 - 44. 3. Цуркан А.В. Учет влияния антенного коммутатора на определение параметров ионосферы // Вестник ХГПУ. Физические аспекты современных технологий. – Вып. 103. – 2000. – С. 113 – 115. 4. Богомаз А.В. Оптимизация параметров фильтрации когерентных помех при анализе данных некогерентного рассеяния // Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікацій "РТ-2011": Матеріали 7-ої міжнародної молодіжної науково-технічної конференції, Севастополь 11 – 15 квітня 2011 р. / Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України, Севастопольський національний технічний університет. - Севастополь: СевНТУ, 2011. - С. 315. 5. Богомаз А.В., Сюсюк М.Н. Идентификация когерентных отражений градиентным методом // Конференция молодых учёных "Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2012)" (Харьков, Украина, 18 – 20 апреля 2012 г.). - Сборник тезисов. - 2012. - С. 15. 6. Богомаз О.В. Особливості процедури накопичення іоносферних даних, одержаних за допомогою багатоканального корелятора // XIX Міжнародна науково-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. (Харків, Україна, 1-3 червня 2011 р.) Збірник тез доповідей. Х.: НТУ "ХПІ". - 2011. -**7.** Сюсюк М.Н.. Богомаз А.В. Аппроксимация высотных профилей мошности некогерентно рассеянного сигнала рядами Фурье // Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікацій "РТ-2012": Матеріали 8-ої міжнародної молодіжної науково-технічної конференції, Севастополь 23 – 27 квітня 2012 р. / Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України, Севастопольський національний технічний університет. - Севастополь: СевНТУ, 2012. - C. 324. **8.** Богомаз А.В., Котов Д.В., Сюсюк М.Н. Пространственная коррекция данных радара некогерентного рассеяния // (см. статью в этом сборнике) 9. Сюсюк М.Н., Котов Д.В., Богомаз А.В. Моделирование двумерной функции неопределенности радара некогерентного рассеяния // Вестник НТУ "ХПИ". Тематический выпуск "Радиофизика и ионосфера". - 2011. -№ 44. – С. 81 – 84. **10.** Пуляєв В.О., Богомаз О.В., Котов Д.В. Спосіб імітації суміші шумоподібного сигналу та завади із заданими спектрами // Патент України на корисну модель UA № 42311. Опубліковано 25.06.2009 в бюл. № 12/2009.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

УДК 550.388:551.510.535:621.396

Л.Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, канд. физ.-мат. наук, зав. отделом, Институт ионосферы, Харьков

А.А. КОНОНЕНКО, м.н.с., Институт ионосферы, Харьков

СЕЗОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИОНОЗОНДА "БАЗИС" ИНСТИТУТА ИОНОСФЕРЫ

У роботі наведено результати сезонних спостережень іоносфери методом вертикального зондування за допомогою іонозонда "Базіс" (Харків). Проведено їх порівняння з даними дігізондов DPS-4 в Прухоніце (Чехія) і в Дурбесі (Бельгія), що розташовані на близькій широті.

В работе представлены результаты сезонных наблюдений ионосферы методом вертикального зондирования с помощью ионозонда "Базис" (Харьков). Проведено их сравнение с данными дигизондов DPS-4 в Прухонице (Чехия) и Дурбесе (Бельгия), расположенных на близкой широте.

The results of seasonal ionospheric observations by the vertical sounding method with ionosonde "Bazis" (Kharkiv) are presented. The comparison of the Kharkiv ionosonde data with ones of DPS-4 digisondes in Pruhonice (Czech Republic) and Dourbes (Belgium) located at such latitudes have been carried out.

Введение. Для исследования ионосферы используются сложные технологические системы, такие как спутниковые навигационные системы (GPS, Galileo, ГЛОНАСС), наземные РЛС и др. Одним из наиболее распространенных инструментов наблюдения за изменением состояния ионосферы являются ионосферные станции (ионозонды) [см., например, 1–3]. В настоящее время территория земного шара охвачена сетью ионосферных станций разного типа, к которым относятся аналоговые ионозонды (АИС, IPS-42 и др.) и цифровые ионозонды (Digisondes) ("Парус", DPS-4 и др.). Данные, полученные с их помощью, позволяют проводить диагностику ионосферы и прогнозировать её состояние.

Измеряемые несколькими (в том числе расположенными на близких широтах) станциями параметры ионосферы при одинаковых гелиофизических условиях могут иметь существенные отличия даже при спокойной ионосфере, что, в частности, вызвано несовпадением географических и геомагнитных полюсов. При возмущениях в ионосфере отличия, естественно, возрастают. Поэтому большой интерес представляет мониторинг ионосферы над конкретным регионом и изучение долготных эффектов в ионосфере.

В составе радара некогерентного рассеяния Института ионосферы используется ионозонд "Базис", который находится вблизи г. Харькова (49.6° с.ш., 36.3° в.д.) и работает в режиме вертикального зондирования. В ряде случаев измерения параметров ионосферы с помощью ионозонда "Базис" осуществляются автономно.

Использование станции "Базис" для мониторинга ионосферы в составе сети ионозондов, расположенных, в том числе, на близких широтах, имеет большое практическое и научное значение.

Цель статьи – представление результатов сезонных наблюдений ионосферы с помощью ионозонда "Базис" обсерватории Института ионосферы (г. Харьков) и их сопоставление с данными ионосферных станций, расположенных на близкой широте.

Выбор ионосферных станций для анализа данных. На рис. 1 приведена европейская сеть ионозондов. На территории Украины расположено три ионозонда: в Харькове, Киеве и Симферополе. Их географические координаты различаются как по широте, так и по долготе. Сравнение ионосферных данных станций, расположенных на разных широтах, проводилось в работе [4]. Из рис. 1 видно, что наиболее подходящими для сравнения результатов ионосферных измерений с данными харьковской станции "Базис" являются станции в Прухонице (Чехия, 50.0° с.ш., 14.6° в.д.) и Дурбесе (Бельгия, 50.1° с.ш., 4.6° в.д.), расположенные практически на одной широте с харьковским ионозондом.

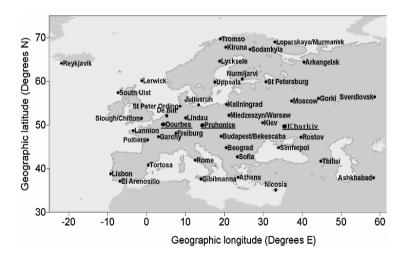


Рис. 1 – Сеть ионозондов в Европе

Ионозонд "Базис". Автоматическая ионосферная станция "Базис" позволяет проводить вертикальное, наклонное и трансионосферное импульсное зондирование. Её основные технические характеристики: диапазон рабочих частот в режиме вертикального зондирования $1-20~\mathrm{M}\Gamma\mathrm{u}$; закон изменения частоты зондирования дискретный, линейно возрастающий с шагом $1-100~\mathrm{k}\Gamma\mathrm{u}$; количество рабочих частот -400; разрешающая способность по высоте $-3~\mathrm{km}$; частота повторения импульсов $-100~\mathrm{\Gamma}\mathrm{u}$;

длительность импульса — 100 мкс; импульсная мощность передатчика не менее 15 кВт; чувствительность приемника — 15 мкВ; количество импульсов, последовательно излучаемых на каждой из 400 частот, — 2^N , где N=0, 1, 2...8. Антенны — ромбические с вертикальным излучением: приемная и передающая антенны идентичны и расположены ортогонально. Каждая антенна состоит из двух ромбов. Малый ромб работает в диапазоне 6-20 МГц, а большой — 1-6 МГц.

Временные вариации критической частоты. Результаты ионосферных измерений показали, что при спокойном состоянии ионосферы ионограммы станции "Базис" и дигизондов DPS-4 в Прухонице и Дурбесе находятся в удовлетворительном согласии при учёте разницы местного времени, которая составляет 1 ч 27 мин и 2 ч 07 мин соответственно.

На рис. 2 представлены временные вариации критических частот слоя F2 (f_0 F2), измеренные в Харькове, Прухонице [5] и Дурбесе [6] при спокойном состоянии ионосферы в периоды весеннего (a) и осеннего (b) равноденствия. Здесь же приведены индексы солнечной ($F_{10,7}$) и магнитной ($F_{10,7}$) активности для рассматриваемых дней.

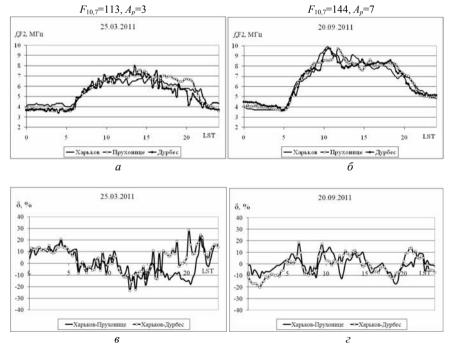


Рис. 2 – Временные вариации критических частот в периоды: a – весеннего и δ – осеннего равноденствия и ϵ , ϵ – их относительных расхождений

Расчет относительных расхождений проводился по формуле

$$\delta = \frac{f_o F2_X - f_o F2_{\Pi(I)}}{f_o F2_X} \cdot 100\%$$

где f_0 F2_X, f_0 F2_П, f_0 F2_Д — критические частоты слоя F2, измеренные ионосферными станциями Харькова, Прухонице и Дурбеса соответственно.

На рис. 3 представлены временные вариации критических частот $f_{\rm o}$ F2, полученные в периоды летнего и зимнего солнцестояния.

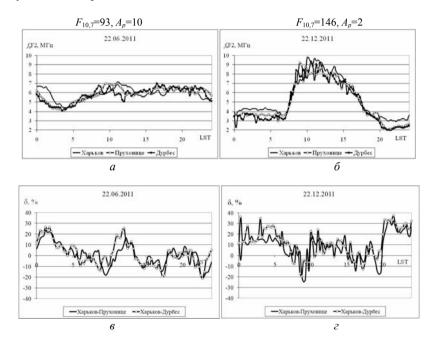


Рис. 3 – Временные вариации критических частот в период: a – летнего и δ – зимнего солнцестояний в Харькове, Прухонице, Дурбесе и ϵ , ϵ – их относительных расхождений

В результате сравнения данных харьковской станции с данными дигизондов DPS-4, расположенных в Прухонице и Дурбесе, выяснено, что вариации критической частоты качественно подобны (см. рис. 2 и рис. 3). Однако в ночное и дневное время расхождения между значениями $f_{\rm o}$ F2 заметно возрастали, достигая 22 — 26% летом и 37% зимой. При этом различия между данными $f_{\rm o}$ F2 харьковской станции и станции в Дурбесе бо́льшие, чем между аналогичными данными ионозондов Харькова и

Прухонице, расстояние между которыми примерно в 1,5 раза меньше. Это свидетельствует о долготных эффектах в ионосфере. В утреннее и вечернее время вариации $f_{\rm o}$ F2 трёх станций имеют слабые отличия (на уровне статистического разброса данных) за исключением вариаций 25 марта 2011 г., когда различия имели разный знак и достигали +28% между данными Харькова и Дурбеса и -18% между данными Харькова и Прухонице (см. рис. 2, a и δ).

Корреляционный анализ. На рис. 4 приведены взаимные корреляционные функции $r(\tau)$ критических частот f_0 F2, измеренных 25 марта, 22 июня, 20 сентября и 22 декабря 2011 г. в Харькове и Прухонице (сплошная линия), а также в Харькове и Дурбесе (линия с кружками).

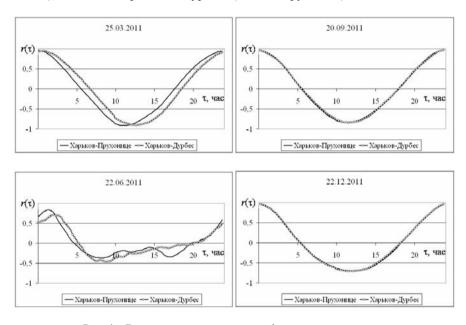


Рис. 4 – Взаимные корреляционные функции критических частот

Из рис. 4 видно, что вид нормированных взаимных корреляционных функций близок к гармоническому за исключением летнего дня 22 июня 2011 г., что, очевидно, связано со слабыми возмущениями в ионосфере ($A_p = 10$). Период корреляционной функции составляет 24 ч.

Выволы.

1. Использование ионозонда "Базис" целесообразно как в составе радара некогерентного рассеяния для его калибровки, так и в автономном режиме для определения вариаций ионосферных параметров в течение продолжительного периода времени без потребления значительных ресурсов.

- 2. В условиях невозмущённой ионосферы временные вариации критической частоты f_0 F2 в Харькове, Прухонице и Дурбесе находятся в хорошем согласии в утреннее и вечернее время. Днём и ночью отличия f_0 F2 составляют до 10-15% (в отдельных случаях до 26%), а зимой до 30% и выше (в отдельных случаях до 37%), что соответствует существенному отличию вычисляемых значений концентрации электронов до 70%.
- 3. Различия между данными f_0 F2 харьковской станции и станции в Дурбесе бо́льшие, чем между аналогичными данными ионозондов Харькова и Прухонице, расстояние между которыми примерно в 1,5 раза меньше, что свидетельствует о долготных эффектах в ионосфере.
- 4. Анализ взаимной корреляции критических частот f_0 F2, измеренных с помощью ионозондов в Харькове и Прухонице, а также в Харькове и Дурбесе, показал, что при отсутствии возмущений в ионосфере вид нормированных взаимных корреляционных функций f_0 F2 близок к гармоническому с периодом 24 ч. При возникновении слабых возмущений в ионосфере ($A_p = 10$) взаимная корреляционная функция критических частот, измеренных ионозондами в Харькове и Прухонице, заметно искажалась. Подобные искажения имели место и для взаимной корреляционной функции критических частот, измеренных ионозондами в Харькове и Дурбесе.
- 5. Ионозонд "Базис" позволяет эффективно вести мониторинг ионосферы, работая в сети ионозондов и дополняя их данные информацией, характеризующей состояние ионосферы над Украиной.

Список литературы: 1. Reinisch B.W. Recent advances in real time analysis of ionograms and ionospheric drift measurements with digisondes / B.W. Reinisch, X. Huang, I.A. Galkin et al. // J. Atmos. Terr. Phys. − 2005. − V. 67, No. 12. − P. 1054 − 1062. 2. Reinisch B.W. Automated collection and dissemination of ionospheric data from the digisonde network / B.W. Reinisch, I.A. Galkin, G. Khmyrov et al. // Radio Sci. − 2004. − V. 2. − P. 241 − 247. 3. Ратовский К.Г. Современный цифровой ионозонд DPS-4 и его возможности / К.Г. Ратовский, А.П. Потехин, А.В. Медведев, В.И. Куркин // Солнечно-земная физика. − 2004. − T. 118, № 5. − C. 102 − 104. 4. Емельянов Л.Я. Ионозонд "Базис" Института ионосферы как средство для мониторинга состояния ионосферы / Л.Я. Емельянов, А.А. Кононенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. − 2011. − Вып. 167. − C. 30 − 33. 5. Pruhonice / Digisonde-4D / Czech Republic. − http://147.231.47.3. 6. Dourbes / Digisonde DPS-4/ Belgium − http://digisonde.oma.be.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

А.В. БОГОМАЗ, н.с., Институт ионосферы, Харьков **Д.В. КОТОВ**, н.с., Институт ионосферы, Харьков **М.Н. СЮСЮК**, вед. инж.-электроник, Институт ионосферы, Харьков

КОРРЕКЦИЯ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЗНАЧЕНИЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННЫХ СИГНАЛОВ

В статье описаны способы коррекции высотных профилей автокорреляционных функций некогерентно рассеянных сигналов: перемещение данных с нижних высот, трапецеидальное суммирование, аппроксимация гладкими функциями. Рассмотрены особенности реализации этих способов и результаты их применения.

У статті описано методи корекції висотних профілів некогерентно розсіяних сигналів: переміщення даних з нижніх висот, трапецієподібне сумування та апроксимація гладкими функціями. Представлено способи їх реалізації та основні результати використання.

Methods of correction of altitude profiles of autocorrelation functions of incoherent scatter signal are described in the article. The methods such as offset from lower altitudes, trapezoidal summation and approximation by means of smooth functions are considered. Realization of these methods and main results of using of them are presented.

Введение. Для моностатического радара некогерентного рассеяния (HP) мгновенное значение принятого сигнала S является функцией высоты: S = S(h). Если луч радара направлен в зенит (как, например, у главной стометровой антенны радара HP Института ионосферы), то высота h связана со временем t, которое отсчитывается от момента излучения зондирующего импульса, простым соотношением: h = ct/2. Здесь c — скорость света.

Первичная обработка принятого сигнала (после переноса его спектра в область низких частот) заключается в его аналого-цифровом преобразовании (АЦП) и расчёте автокорреляционной функции (АКФ) в соответствии с алгоритмом:

$$R(i,t) = \sum_{n=1}^{N} S(t)S(t + \Delta \tau \cdot i).$$
 (1)

Здесь i – номер задержки (i = 0...18), $\Delta \tau$ – время между отсчётами АЦП, N – число развёрток, соответствующее времени накопления АКФ (обычно 1 мин).

Алгоритм (1) используется для расчёта АКФ на требуемых высотных участках, т.е.:

$$R(i,h) = \sum_{n=1}^{N} S\left(\frac{2h}{c}\right) S\left(\frac{2h}{c} + \Delta \tau \cdot i\right).$$

Известно, что для каждой последующей задержки объём плазмы, участвующий в формировании соответствующей оценки АКФ, изменяется (рис. 1).

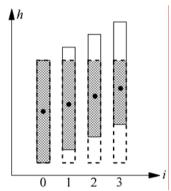


Рис. 1 – Уменьшение коррелирующего объёма плазмы и смещение его центра с ростом номера задержки АКФ при импульсном зондировании ионосферы

Этот эффект приводит к уменьшению значений оценок АКФ при увеличении задержки (что легко корректируется умножением каждой оценки АКФ на соответствующий коэффициент). Вторым, более серьёзным последствием отмеченного эффекта является пространственное смещение результирующего рассеивающего объёма.

Целью данной статьи является рассмотрение способов коррекции пространственного смещения, возникающего при импульсном режиме работы радара HP, и сравнительный анализ эффективности этих способов.

Способы коррекции. Первый способ коррекции заключается в выравнивании данных путём смещения их с нижних высот. Если данные записаны с шагом t_h (для системы обработки радара HP Института ионосферы $t_h = 30,555$ мкс), равным интервалу $\Delta \tau$, то пространственное выравнивание можно описать формулой:

$$R^*(i,z) = R(i,z-i \mod 2)$$
. (2)

Здесь z — номер высотного участка, mod — операция получения остатка от деления.

Или, для абсолютных значений высоты:

$$R^*(i,h) = R\left(i,h - \frac{c\Delta\tau}{2}(i \mod 2)\right).$$

Результаты коррекции данных, проведенной согласно (2), представлены на рис. 2. Здесь и далее на рисунках k — номер высотного объёма, который соответствует длительности $\Delta \tau$.

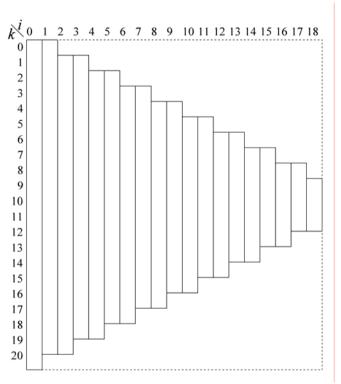


Рис. 2 – Коррекция, основанная на перемещении необходимых данных с нижних высот

Если данные записаны с шагом $4t_h$ (вследствие того, то предыдущая система обработки радара HP имела недостаточную производительность для обработки всего массива получаемых данных), результаты коррекции выглядят сложнее (рис. 3):

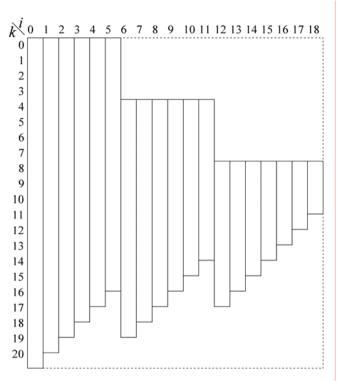


Рис. 3 – Коррекция в предыдущей версии системы обработки, основанная на перемещении необходимых данных с нижних высот

Рассмотренные варианты коррекции позволяют устранить пространственное смещение коррелирующего объёма для каждой из задержек. Для учёта уменьшения коррелирующего объёма используется формула:

$$R'(i) = \frac{R^*(i)}{1 - \frac{\Delta \tau}{T_u}i}.$$

Другой способ коррекции данных позволяет также существенно уменьшить статистический разброс значений АКФ, соответствующих большим задержкам (увеличение статистического разброса особенно заметно на высотах выше максимума ионизации, где отношение сигнал/шум обычно меньше единицы). Этот способ носит название "трапецеидального суммирования" [1].

Для новой системы обработки данных формула трапецеидального суммирования имеет вид:

$$R^*(i,z) = \frac{1}{2p+i+1} \sum_{n=z-i-p}^{z+p} R(i,n).$$
 (3)

Здесь $p=0,\,1,\,2$ — задаваемый параметр трапецеидального суммирования.

Примеры результатов применения трапецеидального суммирования для новой и предыдущей систем обработки показаны на рис. 4 и 5. Числа внутри рисунка показывают, сколько данных принимают участие в формировании областей.

k^{i}	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
0		1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
1			2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
2				3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
3					4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	3
4						5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5 4	3
5							6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	5	5 4	3
6								7	7	7	7	7	7	7	7	7 6	5	5 4 5	3
7									8	8	8	8	8	8	8 7	6	5	5 4 5	4 3
8										9	9	9	9	9 8 9	8	6	5	5 4 5	3
9											10	10	10 9	8	8	6	5 5 6	5 4 5	3
10	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	10	10 9 10	8 9 8 9 8 9	8 7	7 6	5	5 4 5	3
11											10	Ш	10	8	8 7	7 6	5	<u>5</u>	4 3
12											10	-	9 10	8	8	7	5	5	4 3
13									_	9	9	9	9		8	7	5	4 5 4	4 3
14								_	8	8	8	8	8	8	7 8	7	6	4 5 4	4 3
15								7	7	7	7	7	7	7	7	9	5	4 5 1	4/3
16						Ļ	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	5	4 5 1	3
17						5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	4	3 4 4
18				<u> </u>	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
19			_	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
20		<u> </u>	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
23		1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Рис. 4 — Трапецеидальное суммирование с параметром p=0 для новой системы обработки

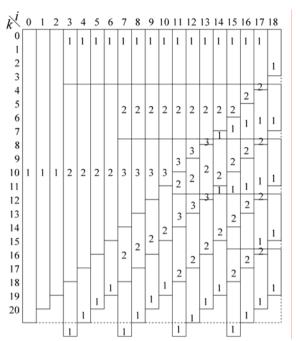


Рис. 5 — Трапецеидальное суммирование с параметром p=0 для предыдущей системы обработки

Из рис. З и 5 видно, что из-за нехватки данных коррекция в предыдущей версии системы обработки производится недостаточно точно.

Ещё один способ коррекции данных, полученных на радаре HP, заключается в аппроксимации высотных профилей аналитическими функциями. И так же, как и трапецеидальное суммирование, позволяет уменьшить разброс значений задержек АКФ.

Анализ высотных профилей задержек АКФ для различных сезонов и времени суток показал, что у профиля нулевой задержки АКФ (мощность НР сигнала) в большинстве случаев имеется один максимум. Профили других задержек могут иметь как максимумы, так и минимумы, а значения этих задержек быть как положительными, так и отрицательными (в отличие от мощности, которая принимает только положительные значения).

К выбору аналитической функции, которой будут аппроксимироваться высотные профили задержек АКФ, предъявляется ряд требований. Вопервых, аппроксимирующая аналитическая функция должна отслеживать связанные с изменением параметров ионосферы естественные высотные вариации значений АКФ. Во-вторых, аппроксимирующая функция должна уменьшать разброс значений АКФ и игнорировать случайные, нефизические выбросы на высотных зависимостях.

В качестве аппроксимирующей функции можно использовать дробнорациональное выражение [2]:

$$R^*(i,h) = \sum_{j} a_{j}(i)h^{-j} , \qquad (4)$$

где $a_i(i)$ – коэффициенты полинома.

Кривая, заданная выражением (4), хорошо описывает высотные профили задержек АКФ выше максимума ионизации.

Также возможно применение разложения высотного профиля в ряд Фурье с последующим формированием из первых его членов скорректированного профиля [3].

В качестве аппроксимирующей аналитической функции можно использовать один или несколько полиномов:

$$R^*(i,h) = \sum_j a_j(i)h^j.$$

Коррекцию при использовании полиномов можно описать формулой:

$$R^*(i,h) = \sum_j a_j (i) \left(h - \frac{c\Delta \tau}{4} i \right)^j.$$
 (5)

Результаты моделирования, выполненного с использованием модели системы обработки данных радара НР [4], показали, что если для аппроксимации профиля используется один или несколько полиномов, то для отслеживания всех естественных изменений значений задержек АКФ степень этих полиномов должна быть достаточно высокой — не менее седьмой. Кроме того, возникает задача стыковки полиномов и выбора высотных интервалов, на которых эти полиномы используются.

Авторами был предложен способ, свободный от отмеченных недостатков: для сглаживания профилей значений АКФ используется скользящая полиномиальная аппроксимация. Суть такой аппроксимации заключается в следующем.

Для всех точек высотного профиля с использованием точек ниже и выше по методу наименьших квадратов независимо друг от друга строятся полиномы. Степень полиномов должна быть невысокой (оптимальным является полином третьей степени). После нахождения коэффициентов $a_j(i)$ по формуле (5) вычисляются значения задержек АКФ на всех высотах.

Метод даёт корректные результаты (рис. 6) и может быть улучшен путём задания ширины окна, в пределах которого рассчитывается полином, как некой оптимальной функции номера задержки $AK\Phi i$ и высоты h.

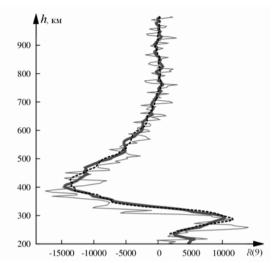


Рис. 6 — Высотные профили девятой задержки АКФ НР сигнала. Исходный профиль показан тонкой линией, скорректированный при помощи трапецеидального суммирования (p=0) — жирной линией, скорректированный с применением кусочнополиномиальной функцией со скользящим окном — прерывистой.

Выводы. В статье рассмотрены три способа высотной коррекции данных радара НР. Установлено, что простое перемещение данных с нижних высот не всегда даёт хорошие результаты. Это же относится и к трапецеидальному суммированию данных, полученных с помощью предыдущей системы обработки радара НР Института ионосферы.

Предложенный способ сглаживания данных с помощью скользящей полиномиальной аппроксимации даёт результаты, сходные с результатами трапецеидального суммирования для данных, полученных с помощью новой системы обработки, и заметно лучшие по сравнению с трапецеидальным суммированием для данных, полученных на предыдущей системе.

Список литературы: 1. Holt J.M., Rhoda D.A., Tetenbaum D., van Eyken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Science. — 1992. — Vol. 27, No. 3. — P. 435 — 447. 2. Gonzalez S.A., Sulzer M.P., Nicolls M.J., Kerr R.B. Solar cycle variability of nighttime topside helium ion concentrations over Arecibo // J. Geophys. Res. — 2004. — Vol. 109, A07302, doi: 10.1029/2003JA010100. 3. Сюсюк М.Н., Богомаз А.В. Аппроксимация высотных профилей мощности некогерентно рассеянного сигнала рядами Фурье // Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікацій "РТ-2012": Матеріали 8-ої міжнародної молодіжної науково-технічної конференції, Севастополь 23 — 27 квітня 2012 р. / Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України, Севастопольський національний технічний університет. — Севастополь: СевНТУ, 2012. — С. 324. 4. Богомаз А.В. Модель системы обработки данных радара некогерентного рассеяния // (см. статью в этом сборнике).

УДК 550.380

А.В. ФИСУН, м.н.с., Институт ионосферы, Харьков **Т.А. СКВОРЦОВ,** д-р техн. наук, с.н.с., Институт ионосферы, Харьков

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДАРОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИОНОСФЕРЕ

Розглянуто спосіб вимірювання магнітного поля Землі в іоносфері, який засновано на використанні поляризаційних ефектів. При цьому радар некогерентного розсіяння використовується сумісно зі станцією вертикального зондування іоносфери. Отримано формули для оцінки якості вимірювань.

Рассмотрен способ измерения магнитного поля Земли в ионосфере, основанный на использовании поляризационных эффектов. При этом радар некогерентного рассеяния используется совместно со станцией вертикального зондирования ионосферы. Получены формулы для оценки качества измерения.

The method of measuring of magnetic-field of Earth in an ionosphere based on the use of polarization effects is considered. Thus radar of non-coherent scattering together with the station of the vertical sounding of ionosphere is used. Formulas for the estimation of measuring quality are got.

Введение. Исследование процессов, происходящих в геомагнитном поле (ГМП) представляет важный, как познавательный, так и практический интерес. ГМП экранирует поверхность Земли от вредных излучений, влияет как на живые организмы, так и на работу технических систем.

В настоящее время для исследования и мониторинга ГМП используются измерительные средства, расположенные на поверхности Земли, а также на искусственных спутниках Земли (ИСЗ). При этом высоты нижних слоев ионосферы, вплоть до ионосферного максимума, практически выпадают из области непосредственного наблюдения.

В то же время ГМП меняется как в пространстве, так и во времени и токи, протекающие в ионосфере, играют в этом немаловажную роль. При этом можно предположить, что в области протекания указанных токов ГМП существенно отличается как от поля на поверхности Земли, так и от поля в невозмущенных областях.

Следует, также, отметить, что из-за движения ИСЗ приборы, расположенные на них, не могут обеспечить непрерывного наблюдения вариаций ГМП в фиксированной области пространства.

Известно, что магнитосфера и ионосфера Земли являются сложной взаимодействующей системой, которая должна исследоваться и исследуется как таковая. Так, например, при некоторых исследованиях ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) используются данные о параметрах ГМП. Указанные данные, к сожалению, являются глобально

усредненными, поскольку существующая система мониторинга ГМП не позволяет непрерывно получать данные о текущих параметрах ГМП в области главного луча радара HP.

В этих условиях представляет интерес тот факт, что обсерватории оборудованные радарами НР из потребителей информации о ГМП могут превратиться в ее "поставщиков", обеспечивая непрерывное измерение продольной составляющей напряженности ГМП в главном луче на всех высотах существования достаточно плотной ионосферы.

Целью статьи является рассмотрение возможностей способа измерения ГМП в ионосфере с использованием поляризационных эффектов, наблюдаемых в рассеянных ионосферой сигналах на радарах НР. При этом одновременно с радаром используется станция вертикального зондирования ионосферы [1].

Способ измерения ГМП и формулы для оценки качества измерений. Известно, что при прохождении радиоволной интервала пути $[h_1, h_2]$ в подмагниченной плазме возникает разность фаз между сигналами обыкновенной и необыкновенной волн [2]

$$\Phi = k \int_{h_1}^{h_2} H(h) N(h) dh , \qquad (1)$$

где $N(h) = N_M F(h)$ — профиль электронной концентрации по высоте h, k — известная константа, N_M — электронная концентрации в ионосферном максимуме, F(h) — нормированный профиль электронной концентрации, H(h) — напряженность продольной составляющей ГМП. Заметим, что данная формула описывает и угол поворота плоскости поляризации волны (эффект Фарадея).

В соответствии с теоремой о среднем значении на некоторой высоте заданного интервала существует такое значение h_{x} , что

$$\Phi = kH(h_x) \int_{h_1}^{h_2} N(h) dh . \tag{2}$$

Таким образом, из (2) имеем

$$H(h_x) = \frac{\Phi}{kN_M I} \,, \tag{3}$$

где

$$I = \int_{h}^{h_2} F(h) dh . \tag{4}$$

Как видно из (3), если измерить разность фаз, нормированный профиль электронной концентрации и максимальную концентрацию, то можно вычислить напряженность ГМП на некоторой высоте внутри заданного интервала высот. Первые две величины определяют известным образом по данным измерений радара HP, а концентрацию электронов в

ионосферном максимуме – по данным станции вертикального зондирования

Таким образом, получается оценка

$$\hat{H}(h_x) = \frac{\hat{\Phi}}{k\hat{N}_M\hat{I}} , \qquad (5)$$

где $\hat{H} = H + \varepsilon_H$, $\hat{\Phi} = \Phi + \varepsilon_{\Phi}$, $\hat{N}_M = N_M + \varepsilon_N$, $\hat{I} = I + \varepsilon_I$,

Полагая ошибки измерения ε_{Φ} , ε_{I} , ε_{H} , ε_{N} малыми, из (5) получим

$$H + \varepsilon_H \approx \frac{\Phi + \varepsilon_\Phi}{kN_M I} \left(1 - \frac{\varepsilon_N}{N_M} \right) \left(1 - \frac{\varepsilon_I}{I} \right) \approx H + H \left(\frac{\varepsilon_\Phi}{\Phi} - \frac{\varepsilon_N}{N_M} - \frac{\varepsilon_I}{I} \right), \quad (6)$$

откуда при условии взаимной некоррелированности ошибок получаем относительную дисперсию ошибки измерения продольной составляющей напряженности ГМП на высоте h_x

$$\frac{\sigma_H^2}{H^2} = \frac{\left\langle \varepsilon_\Phi^2 \right\rangle}{H^2} \approx \frac{\sigma_\Phi^2}{\Phi^2} + \frac{\sigma_N^2}{N^2} + \frac{\sigma_I^2}{I^2} \,, \tag{7}$$

где σ_{Φ}^2 , σ_N^2 , σ_I^2 — соответственно, дисперсии ошибок определения разности фаз, концентрации электронов в максимуме ионизации ионосферы и интеграла (4).

Оценка параметра Φ формируется как разность $\hat{\Phi} = \hat{\psi}_2 - \hat{\psi}_1$, где $\hat{\psi}_2$ и $\hat{\psi}_1$ — оценки разности фаз между сигналами обыкновенной и необыкновенной волн для высот h_2 и h_1 , соответственно. Можно полагать, что ошибки оценки указанных разностей фаз некоррелированные. Тогда

$$\sigma_{\Phi}^2 = \sigma_{\psi 1}^2 + \sigma_{\psi 2}^2 \quad , \tag{8}$$

где $\,\sigma_{\psi 1}^2\,$ и $\,\sigma_{\psi 2}^2\,$ – дисперсии ошибок измерений ψ_2 и ψ_1 .

При достаточно сильном изменении ГМП в пределах интервала высот $\delta h = h_2 - h_1$ и достаточно высоких требованиях к точности привязки измеренной напряженности ГМП к высоте существенной может быть ошибка, возникающая из-за неопределенности высоты h_x .

Рассмотрим дисперсию ошибки измерения напряженности ГМП с учетом указанной дополнительной составляющей. Закон изменения напряженности ГМП в пределах данного интервала можно представить рядом Тейлора. Ограничиваясь линейной аппроксимацией получим

$$H(h) \approx H_0 + \frac{1}{2}\gamma(h - h_0), \tag{9}$$

где H_0 — напряженность на высоте $h_0 = \frac{h_1 + h_2}{2}$, $\gamma = \frac{dH}{dh}$ — вертикальный градиент продольной составляющей напряженности магнитного поля.

Тогда

$$\Phi = kH_0 N_M I + \frac{1}{2} k \gamma N_M I_1,$$
 (10)

где $I_1 = \int_{h_1}^{h_2} F(h)(h-h_0)dh$, откуда получаем

$$H_0 = \frac{\Phi}{kN_M I} - \gamma \frac{I_1}{2I} = H\left(h_x\right) - \gamma \frac{I_1}{2I}.$$
 (11)

Таким образом, при наличии градиента напряженности появляется смещение оценки, равное

$$\beta = \gamma \frac{I_1}{2I}$$

и вместо выражения (6) имеем

$$H + \varepsilon_H \approx H + H \left(\frac{\varepsilon_{\Phi}}{\Phi} - \frac{\varepsilon_N}{N_M} - \frac{\varepsilon_I}{I} \right) - \beta. \tag{12}$$

Поскольку это смещение является неизвестной случайной величиной, то при вычислении среднего квадрата ошибки измерений из выражения (12) получаем

$$\frac{\sigma_H^2}{H^2} \approx \frac{\sigma_\Phi^2}{\Phi^2} + \frac{\sigma_N^2}{N_M^2} + \frac{\sigma_I^2}{I^2} + \frac{\beta^2}{H^2} \,. \tag{13}$$

Формулу (13) можно конкретизировать, принимая аппроксимацию

$$F(h) \approx F(h_0) + a(h - h_0) + b(h - h_0)^2$$
. (14)

Тогда

$$\frac{\sigma_{H}^{2}}{H^{2}} \approx \frac{\sigma_{\Phi}^{2}}{\Phi^{2}} + \frac{\sigma_{N}^{2}}{N_{M}^{2}} + \frac{\sigma_{I}^{2}}{I^{2}} + \left(\frac{\gamma}{H} \frac{a(\delta h)^{2}}{12F(h_{0})}\right)^{2}.$$
 (15)

Таким образом, в принятом приближении смещение оценки вызывается только линейной составляющей высотного профиля в выражении (14) электронной концентрации.

Важно отметить, что рассмотренный способ позволяет измерять не только вариации напряженности ГМП, но и ее абсолютное значение. При этом, как показывают предварительные оценки, при накоплении в течение

одной и более минут способ может обеспечить точность измерений, соизмеримую с возмущениями ГМП во время магнитных бурь.

Важно, также, отметить, что отражения от космического мусора, которые существенно влияют на данные радаров НР, практически отсутствуют на дальностях, соответствующих высотам ионосферы ниже ионосферного максимума.

Возможности реализации измерений ГМП. Рассмотрим некоторые вопросы реализации измерений ГМП с учетом особенностей радара НР, расположенного под Харьковом. Наиболее эффективными способами измерения параметра Ф, являются способы с двухканальным приемом рассеянного сигнала в полном поляризационном базисе, например, в круговом базисе [3]. Возможности такого измерения имеются, в частности в харьковском радаре НР, который имеет соответствующую антенну с ортогональными вибраторами и волноводный мост в тракте СВЧ. При этом измерения можно проводить как в круговом, так и в линейном поляризационных базисах.

Поскольку один канал приема уже задействован в штатном режиме с использованием круговой поляризации, то целесообразным может быть использование кругового базиса и при поляризационных двухканальных измерениях. При этом приемник, подключенный ко второму выходу моста вместо согласованной нагрузки, не нарушает штатного режима работы, а дополнительный канал приема может оказаться полезным не только для проведения описанных магнитных измерений, но и для контроля настройки передающей антенны на круговую поляризацию, для обнаружения мешающих отражений и для других целей.

Наиболее эффективные поляризационные измерения обеспечивает использование короткого зондирующего сигнала с линейной поляризацией. Именно такой сигнал обеспечивает наиболее высокую взаимную корреляцию сигналов обыкновенной и необыкновенной волн.

Поэтому весьма благоприятным оказывается то, что в настоящее время в радаре используется зондирующий сигнал, состоящий из длинного и короткого импульсов, причем в штатном режиме используется длинный импульс.

Таким образом, желательный перевод радара из режима излучения круговой поляризации в коротком импульсе в режим излучения линейной поляризации (в этом же импульсе) может быть реализован без нарушения штатного режима работы.

Нормированный профиль электронной концентрации F(h) в нижних слоях ионосферы также, по-видимому, целесообразно измерять с использованием короткого импульса. При достаточно точно известных значениях температур компонент плазмы для этого используются данные измерений мощности рассеянного сигнала в канале короткого импульса,

который обеспечивает высокую разрешающую способность. Если же такие данные отсутствуют, то можно использовать способы непосредственного измерения электронной концентрации N(h), построенные на основе измерений зависимости параметра $\Phi(h)$ от высоты, например, способ, описанный в [3].

Выводы. Следует, по-видимому, ожидать, что актуальность вопросов исследования ГМП в ионосфере и вопросов ионосферно-магнитосферных связей будет возрастать. В этих условиях радары НР могут оказаться уникальным и незаменимым средством наблюдения и измерения.

Особенности радара HP, расположенного под Харьковом, создают благоприятные условия для внедрения описанного способа. При этом штатный режим работы радара не нарушается.

Список литературы: 1. Патент на корисну модель №71162 від 10.07.2012. Спосіб вимірювання параметрів іоносфери і магнітосфери / Л.Я. Смельянов, Т.О. Скворцов, І.Б. Скляров, А.В. Фисун; власник Інститут іоносфери НАН та МОНмолодьспорту України, Бюл. №13. 2. Брюнелли Б.Е. Физика ионосферы / Б.Е. Брюнелли, А.А. Намгаладдзе — М: Наука, 1988. — 528 с. 3. Ткачев Г.Н. Измерение разности фаз между флуктуирующими сигналами, принятыми на ортогонально поляризованные антенны / Г.Н. Ткачев, Т.А. Скворцов, В.Д. Карлов // Радиотехника. Республиканский межведомоственный научно-технический сборник. — Вып. 60. — Х.: Изд. при ХГУ "Вища школа", 1982. — С. 57 — 67.

Поступила в редколлегию 19.09.2012

А.О. ЩИРЫЙ, канд. техн. наук, доц., МарГУ, Йошкар-Ола, Россия **А.Е. НЕДОПЕКИН**, ст. преп., МарГУ, Йошкар-Ола, Россия

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОМПЛЕКСА ЛЧМ-ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

В работе описаны математические методики обработки зондирующего радиосигнала и их реализация в программной части комплекса, предназначенного для исследований многолучевых ионосферных коротковолновых радиолиний и изучении ионосферной плазмы при дистанционном радиозондировании.

In this paper mathematics methods of treatment of radio-signal and program realization for chirp-sounding complex are described. Methods base on statistical properties of examine data. Complex provides possibility for research of ionosphere and multi-beam short-wave radio lines.

Введение. При помощи зондирования ионосферы радиосигналами декаметрового (ДКМ) диапазона можно получить информацию о состоянии ионосферной плазмы и происходящих в ней процессах [1]. Получаемые данные радиозондирования ионосферы имеют большое значение для обеспечения работы систем коротковолновой (КВ) связи и загоризонтной радиолокации [2] для определения оптимальных рабочих частот, оценки передаточной функции радиоканала и учета ионосферных искажений сигнала. В связи с этим существует необходимость в специальном программном обеспечении (ПО), включающем в себя автоматическую регистрацию данных, их индикацию и сохранение в ЭВМ, а так же анализ.

Анализ литературы. В настоящее время в качестве зондирующего сигнала перспективным является использование линейно-частотно-модулированного сигнала (ЛЧМ) [3]. Комплекс ионосферного зондирования позволяет осуществлять измерения в режимах наклонного зондирования (НЗИ) ионосферы [4, 5]. Исходя из конфигурации используемого комплекса [5], следует, что ПО первичной обработки должно быть реализовано для двух операционных систем (ОС): Linux и MS Windows, а вторичная обработка должна являться общей для всех реализаций комплекса.

Цель работы – разработка подсистем первичной и вторичной обработки для комплекса ЛЧМ-зондирования ионосферы.

Методики первичной и вторичной обработки. Экспериментальные данные комплекса образуют иерархию, состоящую из нескольких уровней. Данные большего по номеру уровня получаются из данных меньшего уровня: 1 — оцифрованный сигнал (отсчеты) с выхода приемника ионозонда; 2 — ионограммы (см. рис. 1), спектры помех; 3 — треки мод, спектр фонового шума, характеристики станционных помех; 4 — амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) КВ радиолиний, модели многолучевости,

оптимальные рабочие частоты, отношение сигнал/шум и др.; 5 – статистика вариаций данных уровня 4.

Установлено, что в случае обработки сжатием в частотной области широкополосного сигнала ионосферного распространения наблюдается не только высокая переменчивость параметров законов распределения, но и высокая переменчивость самих законов распределения [6]. Отсутствие одного преобладающего закона распределения для сигнала свидетельствует о что обработка ЛЧМ сигнала проходит в условиях априорной непараметрической неопределенности, которая наблюдается во временной и частотной областях. Это создает определенные трудности при работе с уровнями данных 1 и 2 и получения данных уровней 3 и 4 при подавлении сосредоточенных по спектру помех посторонних радиотехнических устройств (РПУ), попадающих в частотную полосу зондирующего сигнала, обнаружении и выделении сигнала. Две основных задачи, которые могут решаться при работе с данными уровней 1 и 2 – это ослабление сосредоточенных помех во временной области и выделение на фоне шума зондирующего сигнала в частотной области.

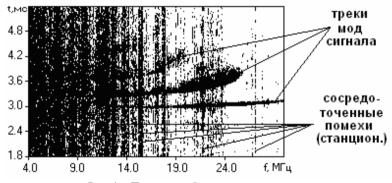


Рис. 1 – Пример изображения ионограммы

В рамках предложенной статистической модели [6, 7] признаком отсчета, соответствующего спектральному отсчету выделяемого сигнала в частотной области или элементу во временной области, соответствующему сосредоточенной помехе, является большое удаление отсчета от центра распределения рассматриваемой выборки. Значимость различий между отсчетами предложено оценивать по критерию обнаружения грубых ошибок в экспериментальных измерениях: отсчеты, принадлежащие выделяемым сигналам, считаются аномальными, а для разделения отсчетов используется цензурирование выборки.

В рамках модели [6] для выделения сигнала в частотной области возможен такой подход: задача выделения сигнала сводится к нахождению

граничной точки в вариационном ряду, разделяющей распределение сигнала и распределения шума. Условие принадлежности шуму можно выразить так:

$$x < x_{y} + k\sigma, \tag{1}$$

где x – анализируемый отсчёт, x_y – граничная точка, квантиль порядка γ , k – энтропийный коэффициент. σ – среднеквадратическое отклонение. Произведение $k\sigma$ задаёт верхнюю границу доверительного интервала для граничной точки. Невыполнение неравенства для некоторой тестируемой величины свидетельствует о принадлежности ее к отсчету аномальному для данной выборки, то есть выделяемому в данной задаче сигналу. В частотной области с использованием полуэмпирического моделирования получены зависимости изменения ряда статистических параметров от отношения сигнал/шум, в том числе для случаев неразличимого сигнала, когда отношение сигнал/шум было много меньше единицы. В качестве порядка квантиля в формуле (1) было выбрано значение 0,95. После выделения сигнала можно провести определение наименьшей наблюдаемой частоты (ННЧ) и максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ).

В случае ослабления сосредоточенных помех (режекции) в качестве анализируемых отсчетов выступали среднеквадратические отклонения элементов малой длительности, соответствующих полосе ЛЧМ сигнала 200 – 250 Гц. Элементы, чьи среднеквадратические отношения признавались аномальными, обнулялись. При этом порог цензурирования выбирался по критерию:

$$\left|\sigma_{k} - \overline{\sigma}\right| \le s \cdot \left(1,55 + 0.8\sqrt{\varepsilon - 1} \cdot \lg(K/10)\right),$$
 (2)

где $\overline{\sigma} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^{K} \sigma_i$, s — среднеквадратическое отклонение для отсчетов σ_k , K —

число анализируемых элементов сигнала малой длительности, для которых вычислялись σ_k , ϵ — эксцесс.

Так как далеко отстоящие наблюдения могут существенно изменить оценки σ_k ϵ и $\bar{\sigma}$, то их вычисление и расчет границы цензурирования производился без учета тех отсчетов, которые наиболее удалены от центра. В работе для расчета числовых характеристик использовались первые 70% отсчетов вариационного ряда. После определения границ цензурирования изъятие из исходной выборки наиболее удаленных от центра отсчетов проводилось с учетом этих границ, и расчет всех оценок повторялся заново. То же относится к рассмотрению выборок в частотной области при решении задачи выделения сигнала, только при этом первоначальный расчет параметров осуществляется по первым 90% анализируемого вариационного ряда.

Первичная обработка данных. ПО первичной обработки состоит из двух основных подсистем: подсистемы управления и подсистемы регистрации данных. Подсистема регистрации реализована в двух вариантах: на основе стандартной звуковой карты ПЭВМ, и на основе

специализированных АЦП. Подсистема управления является общей, независимо от используемых устройств оцифровки.

Для обеспечения гибкости, переносимости и расширяемости подсистема управления разделена на следующие слои:

- 1. низкоуровневые ОС-зависимые процедуры доступа к портам ПЭВМ;
- 2. классы для работы с субблоками комплекса низкоуровневыми командами субблоков;
- 3. классы для работы с функциональностью субблоков комплекса в терминах их функций (классы "виртуальных устройств");
 - 4. сеансы режимов измерений.

Сеансы работы с соответствующими параметрами задаются в расписании, которое может быть представлено в виде таблицы. Каждому задаваемому параметру соответствует столбец. Задание и редактирование параметров удобнее осуществлять прямо в таблице. В расписании указывается название передающего пункта (приемный пункт — текущий, определяется или задается при старте программы); время запуска $t_{\text{пуска}}$ с точностью до секунд; задержка $\Delta \tau$, относительно старта, компенсирующая время распространения сигнала в ионосфере; начальная, конечная частота и скорость ЛЧМ сигнала и другие параметры.

Для программного управления работой по расписанию реализован отдельный программный поток (thread), вычисляющий по расписанию время ближайшего старта $t_{\rm pacn}$ и засыпающий до момента времени $t_{\rm подг}$ ($t_{\rm подг} < t_{\rm pacn}$). После пробуждения в $t_{\rm подг}$, этот поток создает объект сеанса, заданного в расписании (с параметрами заданными в расписании). Объект сеанса, в соответствии с заданными в расписании параметрами и спецификой заданного режима измерений, управляет объектами виртуальных устройств, которые, в свою очередь, через 2 и 1 слои управляют соответствующими субблоками комплекса.

Пользовательский интерфейс разработан на основе библиотеки Qt, имеющей реализации как для OC Linux, так и для OC Microsoft Windows. ОС-зависимые процедуры управления аппаратурой реализованы для каждой из этих ОС раздельно.

Во время сеанса происходит отображение текущих получаемых данных. Так, в режиме НЗИ-приема в окне программы первичной обработки выводится спектр мощности текущего блока данных, выводится ионограмма – графическое изображение, представляющее собой двумерную развертку принимаемого сигнала в частотной области с течением времени. ПО оси абсцисс откладывается частота сигнала, по оси ординат – задержка принятого сигнала, вызванная распространением в ионосфере, цвет показывает амплитуду отсчетов (рис. 1).

В уменьшенном масштабе ионограмма строится по всей полосе частот разностного сигнала (т.е. по всему диапазону межмодовых задержек) и в масштабе 1:1 – ионограмма в заданной полосе частот разностного сигнала.

Непосредственно во время записи данных может происходить режекция (ослабление) сосредоточенных помех, а сразу по построении ионограммы – определение ННЧ и МНЧ после выделения сигнала в частотной области.

Вторичная обработка данных. Вторичная обработка экспериментальных данных подразумевает обработку после эксперимента, в отличие от первичной обработки, проводящейся во время эксперимента в реальном масштабе времени.

Основным типом исходных данных, которые подвергаются вторичной обработке, являются оцифрованные отсчеты сигнала с выхода РПУ (сигнала разностной частоты ЛЧМ-ионозонда или сигнала уровня помех КВ диапазона), т.е. данные уровня 1. Вообще же, исходными данными могут быть данные уровней 1...4 для получения данных большего по номеру уровня.

ПО вторичной обработки включает следующие основные функции:

- ПО построения ионограмм с заданными параметрами спектральной обработки (весовые окна, перекрытие спектров, число точек БП Φ и др.), а также с возможностью предварительного подавления сосредоточенных помех:
- ПО построения панорамы и оценки характеристик различных видов помех КВ диапазона;
 - ПО оценки тонкой структуры АЧХ и ее характеристик.



Рис. 2 – Информационная диаграмма исследования характеристик моделей МЛ

ПО вторичной обработки предоставляет также возможности просмотра полученных данных, поиска, группировки. Это необходимо для просмотра

сохраненных данных, причем с удобной для человека скоростью, используя функции навигации по выбранному файлу данных (прокрутка вперед, назад, в начало, в конец, изменить масштаб и др.).

ПО вторичной обработки предназначено для работы с иерархией экспериментальных данных, включая возможности перегенерации производных данных и возможности просмотра имеющихся данных. Кроме того, оно обеспечивает программную инфраструктуру для реализации, отладки и апробации новых алгоритмов обработки данных зондирования.

В качестве примера рассмотрено функционирование ПО вторичной обработки при сборе статистики вариаций межмодовых задержек (разностей времен группового запаздывания различных мод распространения КВ), амплитудно-частотных характеристик мод, а также классификации этих данных по т.н. эмпирическим моделям многолучевости (МЛ) [8]; основные этапы этого процесса показаны на рис. 2.

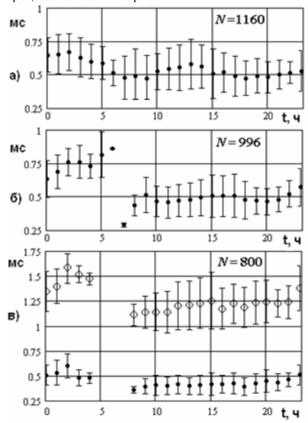


Рис. 3 – Суточные вариации межмодовых задержек

обработки массива ионограмм суточные межмодовых задержек (разностей времен группового запаздывания) для радиолинии Инскип (Великобритания) – Йошкар-Ола (3100 км) – показан на 3 [9]. Римскими цифрами обозначены эмпирические многолучевости – сочетания определенных типов мод радиосигнала: II – 1F₂, $1F_{2\pi}$: IV – $1F_2$, $2F_2$; X – $1F_2$, $2F_2$, $3F_2$. В названиях мод подстрочными литерами "п" обозначены так называемые Педерсеновские моды [2]. Для трехмодовой модели Х приведено по два графика (разности второй и третей задержек относительно первой). Буквой N обозначено число ионограмм по которым получен каждый график (и на которых присутствовала данная модель многолучевости).

Также ПО может быть использовано для получения радиофизических данных, в том числе для исследования диффузной многолучевости, эффектов магнитоионного расщепления КВ радиоволн, рассеяния КВ радиоволн на ионосферных неоднородностях и других требующих, подобно перечисленным исследований, исследованиям, достижения высокого разрешения по частоте и времени группового запаздывания радиоволн, а также требующих возможностей оперирования большими объемами разнообразных экспериментальных данных [4, 9 – 11].

Выводы. Разработанные методики и программное обеспечение позволяют производить обработку нестационарного сигнала ЛЧМ-ионозонда на выходе системы сжатия в частотной области. Регистрация данных и первичная обработка реализуется автоматически в реальном времени. ПО вторичной обработки предоставляет возможности для работы с иерархией экспериментальных данных, пакетную обработку больших массивов данных для получения и исследования статистических характеристик многолучевых ионосферных радиолиний.

Список литературы: 1. Богута Н.М. Использование ЛЧМ ионозонда в адаптивной системе КВ радиосвязи / Н.М. Богута, В.П. Урядов, В.В. Шумаев // Радиотехника. – 1993. – № 4. – С. 77 – 79. 2. Иванов В.А. Основы радиотехнических систем ДКМ диапазона / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, В.В. Шумаев – Йошкар-Ола: МарГТУ, 1998. – 204 с. З. Иванов В.А. ЛЧМ ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях. / В.А. Иванов, В.И. Куркин, В.Е. Носов, В.П. Урядов, В.В. Шумаев // Известия вузов. Радиофизика. - 2003. - Том XLVI, № 11. - С. 919 - 946. 4. Щирый А.О. Программное обеспечение управления базовой станцией ионосферного мониторинга / А.О. Щирый // Известия Белорусской инженерной академии. – 2005. – № 2(20)/1. – С. 204 – 207. 5. Колчев А.А. Измерительный комплекс для исследования эффектов многолучевого ионосферного распространения коротких волн / А.А. Колчев, В.В. Шумаев, А.О. Щирый // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. - 2008. - Т.51, № 12. - С.73 - 78. Экспериментальное подтверждение априорной непараметрической неопределённости для сигнала ЛЧМ-ионозонда в спектральной области / А.А. Колчев, А.Е. Недопекин // Вестник НТУ "ХПИ". Тематический выпуск "Радиофизика и ионосфера". -2011. - № 44. - С. 91 - 100. 7. Колчев А.А. Режекция сосредоточенных по спектру помех при ЛЧМ-зондировании ионосферы / А.А. Колчев, А.О. Щирый // Известия вузов. Радиофизика. – 2006. – Т. 49, № 9. – С. 751 – 759. 8. Колчев А.А. Наиболее вероятные модели многолучевости при распространении коротких волн на магистральных среднеширотных радиолиниях / А.А. Колчев, В.В. Шумаев, А.О. Щирый // Информационные технологии моделирования и управления. — 2007. — № 1(35). — С. 70 — 76. **9.** *Щирый А.О.* Разработка и моделирование алгоритмов автоматического измерения характеристик ионосферных коротковолновых радиолиний / *А.О. Щирый* // Автореф. дис. ... канд. техн. наук: спец. 05.12.04; Санкт-Петербургский гос. ун-т телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича. СПб., 2007. — 19 с. **10.** *Щирый А.О.* Разработка алгоритмов для повышения точности измерения и расширения возможностей традиционного применения наклонного ионозонда / *А.О. Щирый* // Системы управления и информационные технологии. — 2007. — № 1.1(27). — С. 202 — 204. **11.** *Колчев А.А.* Восстановление частотной зависимости комплексного коэффициента отражения по данным наклонного ЛЧМ ионозонда / *А.А. Колчев, А.О. Щирый* // Оптика атмосферы и океана. — 2007. — Т. 20, № 7. — С. 627 — 630.

Поступила в редколлегию 24.09.2012

УДК 621.396

Н.А.ПИДРУЧНАЯ, магистр, НТУ "ХПИ", Харьков **В.А. ПУЛЯЕВ**, д-р техн. наук, проф., зам. директора, Институт ионосферы, Харьков

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НА СПЕКТР СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Аналізується вплив спектру зондувального імпульсу на спектр сигналу некогерентного розсіяння, який визиває його розширення.

Анализируется влияние спектра зондирующего импульса на спектр сигнала некогерентного рассеяния, которое вызывает его расширение.

The influence of the sound pulse spectrum on the signal spectrum of incoherent scattering, which causes its expansion, is analyzed.

Введение. Метод некогерентного рассеяния (НР) охватывает широкий набор подходов и процедур, которым отводится важная роль статистического анализа радиолокационных данных. С их помощью производится расчет ионосферных параметров, определяемых локальными свойствами распределенной в пространстве ионосферной плазмы, непрерывно изменяющейся в зависимости от состояния околоземного космического пространства. Для обеспечения максимальной степени достоверности этих процедур необходимо, чтобы в них в полной мере учитывались особенности режимов зондирования ионосферы.

Цель работы — анализ степени влияния при импульсном режиме излучения радара HP спектра зондирующего сигнала на спектр сигнала рассеяния.

Анализ литературы. В методе НР ионосферная информация может быть получена как при корреляционном анализе, так и при анализе спектров. В работе [1] акцентируется, что при переходе к изучению спектра, особенно если речь идет о каких-то незначительных изменениях его формы, приходится исследовать сигнал, который заключен в очень узком частотном интервале. Для получения характеристик такого сигнала необходимо длительное накопление и статистическое усреднение данных. Но когда работа ведется в импульсном режиме, оценка спектра рассеянного сигнала с высокой точностью может быть выполнена только в том случае, когда зондирующий импульс сам имеет достаточную длину, а значит – искажения спектра, вносимые концами импульса, незначительны. Этот недостаток отсутствует в бистатических системах, у которых из-за разнесенных на некоторое расстояние передающей и приемной антенн имеется возможность излучать сигнал непрерывно.

В моностатической радарной системе, какой является харьковский радар

HP, точность расчета параметров зависит от вида зондирующего сигнала. А так как высотно-временные характеристики рассеяния зависят от режима излучения, то в [2] для конкретного типа зондирующего сигнала заданы условия выбора его параметров. Но при этом не рассмотрена ситуация, насколько спектр сигнала HP получает изменения из-за влияния на него спектральных характеристик зондирующего импульса, и какие погрешности в процессе последующего расчета параметров ионосферы в результате этого возникают.

В работе [3] выведены общие условия, согласно которым, чтобы извлечь большую часть информации, содержащейся во флуктуационном спектре S(f), ширина спектра импульса не должна превосходить 1/5 части спектрального уширения среды. Дополнительно, в [4] уточняется, что для получения достаточного высотного разрешения помимо неискаженных измерений спектра флуктуаций электронной плотности (в случае, когда импульс больше временного интервала τ_c ее корреляции) зондирующий сигнал должен способствовать правильному отображению высотных изменений плотности электронов (быть короче диапазона Δh , на котором можно считать линейным закон изменения мощности сигнала рассеяния), т.е. в то же время иметь небольшую длительность.

Так как эти противоречивые требования заслуживают пристального внимания, то необходимо провести анализ статистических характеристик этих сигналов для случая импульсного зондирования ионосферы. В статье изменений рассматриваются диапазоны спектра, полученных моделировании процедуры свертки спектра сигнала поступающего с разных высотных уровней, со спектром зондирующего импульса прямоугольной формы, излучаемого с периодом следования 25 Гц и имеющего длину огибающей $T_{\rm u} = 660$ мкс, который используется харьковским радаром НР в одном из режимов его работы.

Моделирование. В [5] приведен пример расчета высотного распределения корреляционных и спектральных функций, учитывающих ионный состав ионосферы и предназначенных для целей моделирования. Используя приведенные методики, для дальнейших исследований были выбраны высотные участки дневной ионосферы с центрами на 250, 400, 800 и 1500 км, модельные параметры среды для которых приведены в таблице. Затем с помощью вычислений (прямая задача теории рассеяния) были рассчитаны аналитические спектры сигнала НР, которые приведены на рис. 2 (сплошные линии).

На рис. 1 приведен модуль спектра зондирующего импульса, рассчитанного при значениях его параметров, указанных выше по тексту. На основе этих исходных данных была реализована свертка спектра сигнала HP со спектром излучаемого импульса. Результаты этой операции приведены на рис. 2a-e2 (штриховые линии).

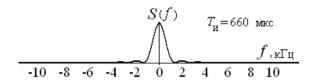


Рис. 1 – Модуль спектра зондирующего импульса

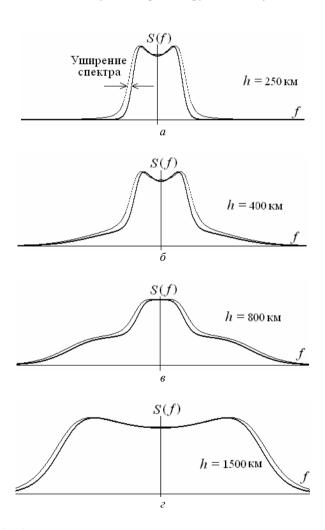


Рис. 2 – Свертки спектра сигнала НР со спектром излучаемого импульса

Результат анализа оказался следующим.

Как можно видеть, степень относительного влияния спектра зондирующего импульса уменьшается с ростом высоты h, потому что из-за увеличивающейся в составе ионосферной плазмы концентрации легких ионов собственная ширина спектра сигнала рассеяния увеличивается. Численные расчеты для выборочных значений параметров, которые могут иметь место на некоторых высотах, при таком режиме работы харьковского радара HP приведены в таблице. Здесь же для сравнения даны результаты расчетов при длительности импульса $T_{\rm u}=800$ мкс, который использовался на этом радаре несколько лет назад.

	h = 250 km	h = 400 км	h = 800 km	h = 1500 км
Длительность	$T_i = 1000 \text{ K}$	$T_i = 1000 \text{ K}$	$T_i = 1500 \text{ K}$	$T_i = 3000 \text{ K}$
импульса $T_{\rm u}$,	$T_e = 1000 \text{ K}$	$T_e = 1500 \text{ K}$	$T_e = 2000 \text{ K}$	$T_e = 3000 \text{ K}$
мкс	$H^{+} = 0 \%$	$H^{+} = 20 \%$	$H^{+}=50 \%$	$H^{+}=100 \%$
		Уширение	спектра, %	
660	18	15	10	4
800	13	11	6	3

Таблица – Численные расчеты для выборочных значений параметров

Выводы. В статье показан результат моделирования степени влияния длительности зондирующего импульса на статистические характеристики сигнала рассеяния с целью определения характера изменения его спектра. Выяснено, что по отношению к аппаратуре харьковского радара НР влияние зондирующего импульса на сигнал рассеяния при существующем режиме излучения заключается в уширении его спектра до значений в 18 %. С ростом высоты степень искажения спектра сигнала НР уменьшается до 4 %. Применение же зондирующего импульса, имеющего длительность на 20 % большую, приведет к уменьшению погрешности искажения спектра почти в полтора раза.

Список литературы: 1. *Брюнелли Б.Е.* Метод некогерентного рассеяния радиоволн / *Б.Е. Брюнелли, М.И. Кочкин, И.Н. Пресняков и др.* – Л.: Наука, 1979. – 188 с. 2. *Рогожкин Е.В.* Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР: монография / *Е.В. Рогожкин, В.А. Пуляев, В.Н. Лысенко.* – Х.: НТУ "ХПИ", 2008. – 256 с. 3. *Эванс Дж.В.* Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР радиоволн // ТИИЭР. – 1976. – Т. 57, № 4. – С. 139 – 175. 4. *Рогожкин Е.В., Мазманишвили А.С.* Анализ зондирующих сигналов для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния // Электромагнитные явления. – 1998. – Т. 1, № 4. – С. 545 – 551. 5. *Пуляев В.А.* Определение параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн: монография / *В.А. Пуляев, Д.А. Дзюбанов, И.Ф. Домнин.* – Х.: НТУ "ХПИ", 2011. – 240 с.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

УДК 550.388

Т.Г. ЖИВОЛУП, канд. физ.-мат. наук, н.с., Институт ионосферы, Харьков

Д.А. ДЗЮБАНОВ, канд. физ.-мат. наук, с.н.с., зав. отделом, Институт ионосферы, Харьков

ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ F2 ВО ВРЕМЯ СИЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ 5 – 6 АВГУСТА 2011 Г. ПО ДАННЫМ РАДАРОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ХАРЬКОВА И EISCAT

Проведено дослідження добових варіацій електронної концентрації в максимумі шару F2, висоти шару F2, іонної і електронної температур в середніх і високих широтах під час сильної геомагнітної бурі. Виявлено особливості варіацій параметрів шару F2, зокрема те, що температура електронів та іонів у Харкові та Тромсё після початку магнітної бурі веде себе порізному. Встановлено, що під час бурі спостерігався незвичайно інтенсивний нічний нагрів іоносферної плазми в Харкові і Тромсё до денних значень температур електронів і іонів.

Проведены исследования суточных вариаций электронной концентрации в максимуме слоя F2, высоты слоя F2, ионной и электронной температур в средних и высоких широтах во время сильной геомагнитной бури. Выявлены особенности вариаций параметров слоя F2, в частности то, что температура электронов и ионов в Харькове и Тромсё после начала магнитной бури ведет себя по-разному. Установлено, что во время бури наблюдался необычно интенсивный ночной нагрев ионосферной плазмы в Харькове и Тромсё до дневных значений температур электронов и ионов.

The investigations of the diurnal variations of the electron density in the F2-layer maximum, F2-layer maximum height, ion and electron temperatures in the middle and high latitudes during a severe geomagnetic storm are conducted. The features of the F2-layer parameter variations, in particular, electrons and ions temperature over Kharkov and Tromso during magnetic storm was identified as different. It was found that during the storm unusual nighttime ionospheric plasma heating over Kharkiv and Tromsø was observed.

Ввеление. Экспериментальные теоретические И исследования ионосферы в средних и высоких широтах важны для создания целостной процессов, учета физических влияния среды условия распространения радиоволн, функционирование искусственных спутников Земли, средств радиосвязи. Современные знания о структуре ионосферы и ее динамике, а также существующие ионосферные и термосферные модели во многом основаны на данных, полученных на международной сети радаров некогерентного рассеяния. Поэтому создание надежной теоретической модели области F2 ионосферы и изучение поведения слоя F2 в средних и высоких широтах при разных гелиогеофизических условиях, особенно во время геомагнитных возмущений, представляют интерес как фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач геофизики и распространения радиоволн

Анализ литературы. Исследования глобальных эффектов ионосферных возмущений по международным программам с участием радара Института ионосферы проводятся достаточно давно. В работе [1] приведены результаты совместных измерений (в рамках проекта CEDAR) эффектов магнитной бури 17 апреля 2002 г. Измерения проведены на сети радаров некогерентного рассеяния, в том числе Харькова и обсерватории EISCAT. Было отмечено, что на высоких широтах высыпание частиц приводит к увеличению электронной концентрации и росту температур, вызывает расслоения профиля электронной концентрации, что подтверждают наблюдения радаром Svalbard.

Во время этой геомагнитной бури также наблюдалось значительное уменьшение электронной концентрации на высоких широтах. Такое уменьшение могут вызывать несколько механизмов. Значительную роль играют сильные электрические поля, особенно в начале бури. Они могут переносить плазму В области с пониженной электронной концентрацией и увеличивать вклад локальных процессов. Кроме переноса плазмы, электрические поля могут в дальнейшем уменьшать концентрацию электронов в высоких широтах за счет увеличения коэффициента линейной рекомбинации иона О+ [2, 3]. Усиление джоулева нагрева может приводить к утечке ионов и существенно уменьшать их концентрацию [4]. И наконец, в процессе развития бури уменьшение отношения [O]/[N₂] за счет изменения нейтрального состава вносит свой вклад в дальнейшее уменьшение концентрации электронов.

Цель статьи — выявление особенностей суточных вариаций электронной концентрации в максимуме слоя F2, высоты слоя F2, ионной и электронной температур в средних и высоких широтах во время сильной геомагнитной бури, вызвавшей ионосферные возмущения.

Сильная магнитная буря 5 – 6 августа 2011 г. В 19:03 UT 5 августа 2011 г. имело место внезапное начало сильной магнитной бури. B_z компонента межпланетного магнитного поля резко повернула к югу и стала отрицательной примерно в момент наступления внезапного начала. При этом индекс $D_{\rm st}$ сначала увеличился до 19 нТл в 19:03 UT, потом – до 29 нТл в 20:00 UT, а затем уменьшился до -113 нТл в 04:00 UT 06.08.2011. Буре предшествовало увеличение концентрации частиц, температуры и давления солнечного ветра. Сильная магнитная буря 5 – 6 августа 2011 г. имела следующие экстремальные значения индексов: $A_p = 49 \ (K_p = 7.8), \ D_{st} =$ -113 нТл. Резкое увеличение горизонтальной составляющей геомагнитного поля в самом начале бури обусловлено сжатием магнитного поля при контакте облака вещества солнечного ветра с магнитосферой. Последующее же уменьшение горизонтальной составляющей связано с возникновением кольцевого тока в плоскости геомагнитного экватора, магнитное поле которого направлено навстречу геомагнитному полю частично компенсирует его. Величина магнитного поля кольцевого тока определяется количеством солнечной плазмы, выброшенной во время вспышки.

На рис. 1 и 2 показано поведение индекса авроральной активности AE и D_{st} индекса 5 августа 2011 г.

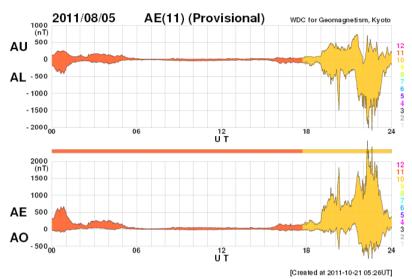


Рис. 1 – Вариации *АЕ*-индекса 05.08.2011

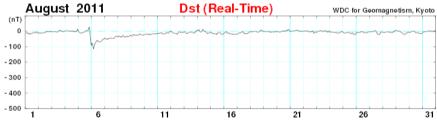


Рис. 2 — Вариации $D_{\it st}$ - индекса в период с 1 по 31 августа 2011 г.

Вариации концентрации электронов в максимуме слоя F2 и высоты его максимума 5 августа 2011 г. по данным радаров Харькова и Тромсё. Особый интерес представляет изучение суточно-сезонных вариаций концентрации электронов n_{em} в максимуме слоя F2 и высоты его максимума h_m F2 в средних и высоких широтах при магнитных возмущениях. На рис.3 и 4 представлено сравнение суточных вариаций lgn_{em} F2 и h_m F2 по данным радаров Харькова и Тромсё. 5 августа 2011 г. Как видно из рис. 3, суточный ход lgn_{em} F2 для Харькова имеет два ярко выраженных локальных максимума в 8 часов UT и в 18 часов UT, в то время как и суточный ход lgn_{em} F2 для

Тромсё имеет относительно небольшие локальные максимумы в 07:00, 16:00 и 19:00 UT. В Тромсё электронная концентрация в максимуме слоя F2 (n_{em} F2) монотонно возрастает с 00:00 UT (восход Солнца в Тромсё – в 00:42 UT) до первого локального максимума в 07:00 UT. В Харькове n_{em} F2 монотонно возрастает с 02:00 UT (восход Солнца в Харькове – в 02:09 UT) до первого локального максимума в 08:00 UT. Значение первого локального максимума n_{em} F2 для Харькова превышает значение первого локального максимума n_{em} F2 для Тромсё на 51%, а значение второго локального максимума n_{em} F2 для Соло по 03:00 UT n_{em} F2 в Тромсё превышает n_{em} F2 в Харькове на 5 — 18%. С 04:00 до 19:00 UT значения n_{em} F2 в Харькове превышают значения n_{em} F2 в Тромсё.

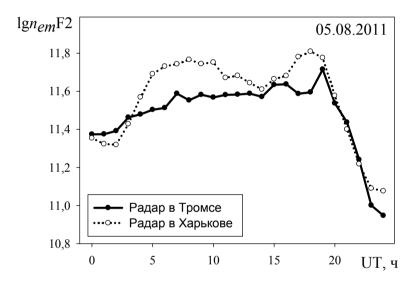


Рис. 3 — Сравнение суточного хода lgn_{em}F2 по данным радаров в Харькове и Тромсё для 05.08.2011

С началом магнитной бури (19:03 UT в Тромсё и в Харькове) наблюдается резкое монотонное уменьшение n_{em} F2, и в интервале 19:30 — 22:00 UT зависимости $\lg n_{em}$ F2(t) для Тромсё и для Харькова почти совпадают (их расхождение на данном временном интервале не превышает 5 — 8%). После 22:00 UT значения n_{em} F2 в Тромсё становятся меньше значений n_{em} F2 в Харькове на 23 — 35%.

Рассмотрим теперь вариации высоты максимума слоя F2 в течение суток 05.08.2011 по данным радаров в Харькове и Тромсё. Вариации высоты максимума слоя F2 в рассматриваемые сутки приведены на рис. 2.9. В Харькове h_m F2 имела значение 342 км с 00:00 до 02:00 UT. После восхода

Солнца в 02:09 UT значение h_m F2 уменьшается, в 04:00 UT становится равным 242 км и не изменяется до 16:00 UT.

С заходом Солнца в Харькове (17:09 UT) h_m F2 возрастает до значения 286 км и остается неизменной с 17:00 до 20:00 UT. В 21:00 UT, т.е. через 2 часа после начала магнитной бури, h_m F2 резко возрастает до значения 410 км, а в 23:00 UT — до значения 488 км.

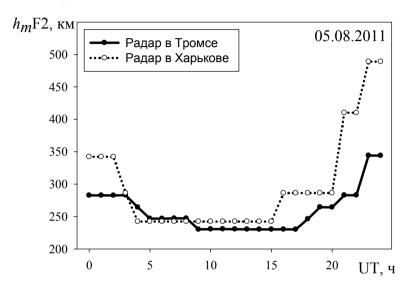


Рис. 4 — Сравнение суточного хода h_m F2 по данным радаров в Харькове и Тромсё для 05.08.2011

С восходом Солнца в Тромсё (00:42 UT) высота максимума слоя F2 не уменьшается и не меняет своего значения, равного 282 км, с 00:00 до 03:00 UT. После 03:00 UT h_m F2 плавно уменьшается, с промежуточными значениями 264 км в 04:00 UT, 246 км с 05:00 до 08:00 UT, и в 09:00 UT достигает своего минимального значения 230 км. Это значение h_m F2 не меняется до 17:00 UT, после чего h_m F2 начинает плавно возрастать, имея значение 246 км в 18:00 UT, значение 264 км – с 19:00 до 20:00 UT, и через 2 часа после начала магнитной бури (заход Солнца в 20:51 UT) достигает значения 282 км в 21:00 UT, которое возрастает до 344 км в 23:00 UT.

Следует отметить одинаковое скачкообразное повышение h_m F2 в Харькове и Тромсё через 2 часа после начала магнитной бури — с 21:00 до 24:00 UT, однако в Харькове h_m F2 с 23:00 до 24:00 UT превысила свое максимальное значение для спокойных суток 04.08.2011 — на 146 км, а в Тромсё — только на 62 км.

Суточные вариации температуры электронов 5 августа 2011 г. по данным радаров в Харькове и Тромсё. Вариации температуры электронов T_e 5 августа 2011 г. на высотах 342 и 344 км в Харькове и Тромсё показаны на рис. 5. Из рис. 5 видно, что перед восходом Солнца в Харькове (02:08 UT) T_e имело минимальное значение, равное 720 K (в 00:00 UT), и с восходом Солнца (в 02:09 UT) начала быстро возрастать до значения 2260 K (в 06:00 UT). После этого температура электронов плавно убывает до своего локального минимума – 2180 K в 08:00 UT. Начиная с 09:00 UT температура снова плавно возрастает до своего второго локального максимума - 2510 К в 14:00 UT. После 14:00 UT с заходом Солнца в магнитосопряженной с Харьковом точке в 14:32 UT температура электронов плавно уменьшается, и с заходом Солнца в Харькове в 17:10 UT наблюдается более быстрое уменьшение T_e до ее значения 720 K, которое она принимает в 21:00 UT. В 22:00 UT наблюдается локальный максимум температуры электронов -870 K, и в 24:00 UT наблюдается резкий скачок T_e до значения 1900 K.

В Тромсё с восходом Солнца в 00:42 UT температура электронов возрастает от минимального значения 1960 K в 00:00 UT до своего первого локального максимума 2590 K в 04:00 UT. Второй локальный максимум T_e — 2660 K наблюдается в околополуденное время — в 12:00 UT (полдень в Тромсё — в 10:47 UT). После этого температура электронов плавно уменьшается до значения 2480 K, которое она принимает в 18:00 UT.

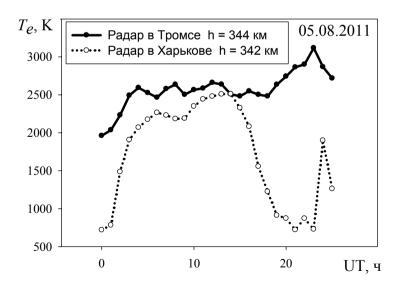


Рис. 5 — Сравнение суточного хода T_e по данным радаров в Харькове и Тромсё для 05.08.2011

С началом магнитной бури в авроральных широтах (19:03 UT) начинается монотонный рост температуры электронов, которая достигает своего максимума, равного 3120 K, в 23:00 UT. Это можно объяснить тем, что максимальное возмущение в полярной области (AE-индекс достигает значения 2500-2700 нТл) произошло в период 22:20-22:40 UT.

Таким образом, температура электронов в Харькове и Тромсё после начала магнитной бури ведет себя по-разному. В Харькове T_e после начала бури монотонно уменьшается до минимального значения 720 К, которого она достигает в 21:00 UT, а в 24:00 UT наблюдается резкий скачок T_e до значения 1900 К. В Тромсё температура электронов с началом магнитной бури монотонно возрастает, достигая максимума (3120 K) в 23:00 UT после максимального возмущения в полярной области. Поэтому можно говорить о некоторой задержке разогрева ионосферы на средних широтах по сравнению высокоширотной ионосферы. Действительно. энергичных частиц происходит, прежде всего, в высоких широтах, наглядно проявляясь полярных сияниях, впоследствии возмущения распространяются с севера к югу.

Суточные вариации температуры ионов 5 августа 2011 г. по данным радаров в Харькове и Тромсё. Вариации температуры ионов T_i 5 августа 2011 г. на высотах 342 и 344 км в Харькове и Тромсё показаны на рис. 6. Из рисунка видно, что температура ионов в Тромсё превышает температуру ионов в Харькове в период с 00:00 до 02:00 UT до восхода Солнца в Харькове в 02:09 UT на 280 – 130 К.

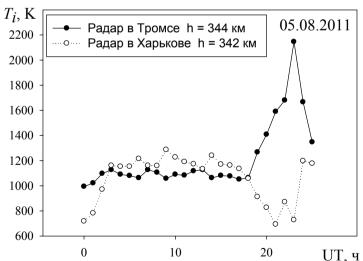


Рис. 6 — Сравнение суточного хода T_i по данным радаров в Харькове и Тромсё для 05.08.2011

В дневное время (с 03:00 до 17:00 UT) превышение температура ионов в Харькове над температурой ионов в Тромсё достигает 230 К.

В Харькове температура ионов с восходом Солнца (02:09 UT) возрастает до своего первого локального максимума 1160 K, который она имеет в 03:00 UT. Максимальное значение, равное 1290 K, температура ионов в Харькове имеет в 10:00 UT (полдень в Харькове – в 09:39 UT). С заходом Солнца (17:09 UT) температура ионов убывает до своего минимального значения 690 K, которое она принимает в 21:00 UT.

В 22:00 UT наблюдается локальный максимум температуры ионов — 870 K, и после этого в 24:00 UT наблюдается резкий скачок T_i до значения 1200 K.

В Тромсё температура ионов с восходом Солнца (00:42 UT) возрастает до своего первого локального максимума 1130 K, который она также имеет в 03:00 UT. Второй и третий локальные максимумы — 1130 и 1130 K температура ионов в Тромсё имеет в 07:00 и 13:00 UT. После 14:00 UT T_i медленно убывает до значения 1060 K, которое она принимает в 18:00 UT.

С началом магнитной бури в полярной области в 19:03 UT начинается быстрый рост температуры ионов, которая достигает своего максимального значения, равного 2150 K, в 23:00 UT после максимального возмущения в полярной области.

Таким образом, температура ионов в Харькове и Тромсё после начала магнитной бури ведет себя по-разному. В Харькове T_i после начала бури монотонно уменьшается до минимального значения 690 K, которого она достигает в 21:00 UT, а в 24:00 UT наблюдается резкий скачок T_i до значения 1200 K. В Тромсё с началом магнитной бури наблюдается быстрый рост температуры ионов, которая достигает своего максимума, 2150 K, в 23:00 UT поле максимального возмущения в полярной области.

Выводы. 1) С началом магнитной бури (19:03 UT в Тромсё и Харькове) наблюдается резкое монотонное уменьшение n_{em} F2, и в интервале 19:30 — 22:00 UT зависимости $\lg n_{em}$ F2(t) для Тромсё и для Харькова практически совпадают (их расхождение на данном временном интервале не превышает 5 — 8%). После 22:00 UT значения n_{em} F2 в Тромсё становятся меньше значений n_{em} F2 в Харькове на 23-35%.

- 2) Температура электронов в Харькове и Тромсё после начала магнитной бури ведет себя по-разному. В Харькове T_e после начала бури монотонно уменьшается до минимального значения 720 K, которого она достигает в 21:00 UT, тогда как в Тромсё с началом магнитной бури T_e монотонно возрастает. В Харькове в 24:00 UT наблюдается резкий скачок T_e до значения 1900 K. В Тромсё T_e достигает своего максимума, равного 3120 K, в 23:00 UT после максимального возмущения в полярной области.
- 3) Температура ионов в Харькове и Тромсё после начала магнитной бури ведет себя по-разному. Температура ионов в Харькове после начала бури сначала монотонно уменьшается до минимального значения 690 K, которого

она достигает в 21:00 UT, а в 24:00 UT происходит резкий скачок T_i до значения 1200 K. В Тромсё с началом магнитной бури наблюдается монотонный рост температуры ионов, которая достигает своего максимума, равного 2150 K, в 23:00 UT после максимального возмущения в полярной области.

4) Установлено, что во время бури наблюдался необычный ночной нагрев ионосферной плазмы в Харькове до дневных значений температур $T_i = 1200~{\rm K}$ и $T_e = 1900~{\rm K}$ на высоте 342 км, и в Тромсё — $T_i = 2150~{\rm K}$ и $T_e = 3120~{\rm K}$ на высоте 344 км.

Список литературы. 1. Goncharenko L.P., Salah J.E., van Eyken A.P., Howells V., Thayer J.P., Taran V.I., Shpynev B., Zhou Q., Chau J. Observations of the April 2002 Geomagnetic Storm by the Global Network of Incoherent Scatter Radars // Ann. Geophysicae. — 2005. — Vol. 23, No. 1. — P. 163 — 181. 2. Schunk R.W., Raitt W.J., Banks P.M. Effects of electric fields on the daytime high-latitude E and F regions // J. Geophys. Res. — 1975. — Vol. 80. — P. 3121 — 3130. 3. Prolss G.W. Ionospheric F-region storms, In Handbook of atmospheric electrodynamics, v. 2, Ed. H. Volland, CRC Press, Boca Raton. — 1995. — P. 195 — 248. 4. Idenden D.W., Moffett R.J., Quegan S. Ionospheric structure produced during a rapid polar cap expansion // J. Geophys. Res. — 1997. — Vol. 102. — P. 14581 — 14594.

Поступила в редколлегию 20.09.2012

УДК 520.16+523.31+523.9:520.86, 550.388, 621.396

Д.А. ДЗЮБАНОВ, канд. физ.-мат. наук, с.н.с., зав. отделом, Институт ионосферы, Харьков

А.Е. МИРОШНИКОВ, м.н.с., Институт ионосферы, Харьков

УСТРАНЕНИЕ ИСКАЖЕНИЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА В ПРИСУТСТВИИ ОТРАЖЕНИЙ ОТ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

В статье описан метод устранения искажений в исходных данных первичной обработки, основанный на анализе временных ходов параметров независимо на разных высотах Методика включает сглаживание результатов методом скользящих медиан и ганированием. Рассмотрены особенности реализации и результаты применения.

У статті описано метод усунення викривлень у вихідних даних первинної обробки, заснований на аналізі часових ходів параметрів на різних висотах. Методика включає згладжування результатів методом ковзних медіан і ганірування. Розглянуто особливості реалізації та результати застосування.

This paper presents a method of eliminate distortions in the raw data preprocessing, based on the analysis of temporal variation of parameters at different heights. Method involves smoothing results. The features of the implementation and results of the application are considered.

Введение. В последнее время с каждым годом все более проявляют себя последствия технической деятельности человека в околоземном космическом пространстве (ОКП), получившие название "космического мусора" (КМ) [1, 2]. В первую очередь, это детали и обломки космических аппаратов, а также потерянные инструменты и многое другое. Обломки аппаратов образуются, в основном, при самоподрыве отработавших свой ресурс разведывательных спутников, при испытаниях противоспутникового оружия. Довольно редкими, но реальными являются разрушения космических аппаратов при их столкновениях. Так, в 2009 году имело место столкновение спутников "Interkosmos" и "Iridium". Оба спутника находились на практически полярных орбитах, которые оказались пересекающимися почти под прямым углом. В этом случае образовалось около 60 тыс. обломков размером примерно 1 см.

Уже в настоящее время масса КМ сравнима с массой всего вещества ОКП выше 400 км. Более того, на протяжении последних тридцати лет наблюдается постоянный рост космического мусора, и в настоящее время мы имеем больше 21 тыс. обломков размером свыше 10 см, около 500 тыс. — от 1 до 10 см и больше 100 млн. частичек мусора меньше 1 см, возможность наблюдения которых появилась недавно.

Долговременные наблюдения распределения космического мусора в околоземном пространстве позволяют сделать несколько выводов. Вопервых, оказалось, что космический мусор сосредоточен преимущественно

на высотах 900 и 1500 км. По-видимому, это связано со штатными орбитами функционировавших комических аппаратов, впоследствии превратившихся в КМ. Во-вторых, за последние годы произошли изменения в количестве космических объектов (КО) на указанных орбитах. Теперь основное количество КО приходится на орбиты высотой примерно 900 км (см. рис. 1) [2]. Кроме того, преимущественно эти КО находятся на орбитах, близких к полярным.

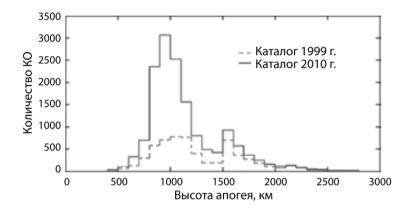


Рис. 1 – Сравнение распределений каталогизированных КО в диапазоне высот 100 – 3000 км по высоте апогея орбиты

На рис. 2 показано, что наклонение большинства орбит изменяется в пределах $70-120^{\circ}$ [2], хотя там же, на примере столкновения спутников "Interkosmos" и "Iridium" показано, что фрагменты не сохраняют первоначальные орбиты спутников, постепенно распределяясь по орбитам с большим диапазонов углов места.

Наиболее заметно наличие КМ сказывается на функционировании космических аппаратов. Частицы разных масштабов, двигаясь со скоростями порядка нескольких километров в секунду, повреждают приборы, солнечные батареи и обшивку космических аппаратов, создавая прямую угрозу жизни космонавтам, находящихся на борту орбитальных станций.

Исследование 2 м² теплозащитного покрытия и 0,5 м² алюминиевых жалюзи спутника "Solar Max", доставленных на Землю космонавтами "Space Shuttle", показало, что за четыре с лишним года их пребывания в космосе на их поверхности образовалось 1910 сквозных отверстий и выбоин диаметром от 40 до 300 мкм, т.е. около 8 отверстий и выбоин на 100 см². Из этого следует, что, например, даже спичечный коробок в космосе испытал бы за это время примерно один удар. Такая экологическая опасность является общеизвестной. Тем не менее, существует еще одна сторона вредного

воздействия КМ. Это помехи, создаваемые прецизионным дистанционным радиофизическим измерениям параметров геокосмической плазмы. В первую очередь, это относится к наблюдениям, проводимым методом некогерентного рассеяния (НР).

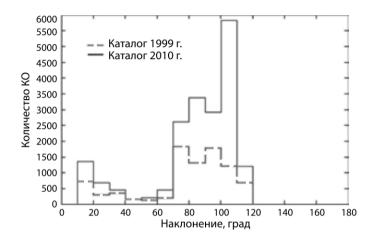


Рис. 2 – Сравнение распределений каталогизированных КО по наклонению

Постановка задачи. Радар НР Института ионосферы позволяет проводить исследования геокосмической плазмы до высот порядка 1000 км. Этот предел не является фиксированным и зависит от приемлемого соотношения сигнал/шум, которое, в свою очередь, определяется уровнем солнечной активности, сезоном, временем суток. Можно с уверенностью говорить, что наиболее значимым источником помех будут элементы КМ, находящиеся на орбитах высотой 900 км. Естественно, отражения будут и от фрагментов, находящихся выше и ниже указанных орбит.

Эффективная поверхность рассеяния от плазмы на высоте 900 км и заключенной в объеме, образованном зондирующим импульсом, составляет около 1 см². Следовательно, элементы КМ уже такой площади, будут создавать помехи, суммируясь с сигналом некогерентного рассеяния, не говоря уже о более крупных фрагментах. Возможности количественной оценки эффективной отражающей поверхности элементов КМ ограничиваются динамическим диапазоном радиоприемного устройства радара.

Многолетние ионосферные наблюдения на радаре HP дали возможность систематизировать и обобщить данные об отражениях от КМ, находившихся в видимости радара [3]. На рис. 3 представлено высотное распределение сигналов радиолокационных отражений от элементов по данным радара HP. Видно, что отражения наблюдались в интервале высот 400 – 1500 км, однако

наибольшая частота их появления имело место в интервале 700 – 1000 км.

Отражения возникают, когда КО пересекают главный, либо боковые лепестки диаграммы направленности. Согласно проведенным оценкам в работе [3], время нахождения космического объекта в видимости радара составляет t = 0.17 - 2.6 с. Поскольку минимальная длительность сеанса наблюдений составляет 1 мин, то это значит, что искажен будет весь сеанс. При этом пострадают не только значение мощности принятого сигнала, но и спектральные его характеристики. лальнейшем значения автокорреляционных функций (АКФ), полученных в минутных сеанса, группами суммируются ПО 15 мин лля получения статистического разброса значений, и могут быть искажены ланные принадлежащие vже 15-минутным интервалам. Поэтому необходимость устранить значения АКФ, искаженные влиянием отражений от элементов космического мусора. Для этого предлагается методика обработки временных рядов, образованных значениями АКФ соответствующих всему диапазону дискретных временных задержек, с которыми вычисляются эти АКФ. Методика включает в себя использование сглаживания результатов методом скользящих медиан с последующим ганированием [4].

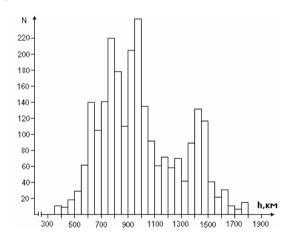


Рис. 3 – Высотное распределение сигналов радиолокационных отражений от элементов по данным радара HP Института ионосферы

Решение задачи. Предлагаемый в статье алгоритм программы работает с бинарными файлами первичной обработки (т.н. "S-файлами"), которые содержат данные с выхода коррелятора за период равный 1 мин: АКФ сигнала некогерентного рассеяния, высотные профили мощности принятого сигнала, сигнал с АЦП коррелятора. Программные алгоритмы работы

коррелятора имеют жесткие рамки, и по этой причине борьба с КМ на этапе записи данных коррелятором затруднена.

С помощью применяемой в Институте ионосферы программы обработки по данным S-файлов производиться нахождение параметров ионосферной плазмы, таких как электронная концентрация, ионная и электронная температуры и других. К сожалению, применяемые в программе методы автоматического удаления помех зачастую не дают удовлетворительного результата, а использование ручного "просмотра" и удаления шумовых участков — трудоёмкий и субъективный процесс, требующих высокой квалификации пользователя программы.

Алгоритм отбраковки В существующей программе основан рассмотрении высотных профилей параметров, в отличие от применяемого в предлагаемой программе анализа временных ходов параметров на разных высотах. Действующая продолжительное время в Институте ионосферы программа обработки написана на языке Basic, и работает в среде MS DOS, что значительно усложняет модернизацию ее алгоритмов (ограниченные размеры массивов, ограниченная визуализация и контроль полученных результатов). Именно поэтому было принято решение написать отдельную кросс-платформенную программу на языке Free Pascal которая бы работала напрямую с S-файлами, производила бы автоматическое "вырезание" шумовых участков, а результат помещался бы обратно в бинарный S-файл, для обработки его традиционной программой обработки. Таким образом, предлагаемая программа является дополнительной попыткой реализовать методики устранения помех анализом временных параметров, полученных непосредственно с коррелятора, в дополнение к уже имеющимся алгоритмам.

На рис. 4 представлен интерфейс программы обработки запущенной в среде Linux. Показан результат фильтрации помех на временном ходе (нулевой точки) АКФ для высоты 583 км.

На первом этапе программа позволяет (по требованию пользователя) отбросить во временном ряде исходных данных значения большие заданной пользователем величины среднеквадратического отклонения (меню Sigma check). Затем производиться сглаживание данных по тройкам (медианы) в один проход (меню 3-points-once) или в два прохода на выбор (меню 3-points-twice), при этом производиться сглаживание ганированием. Также можно сгладить медианным сглаживанием по пяти точкам (меню 5-points). После сглаживания данные записываются в отдельную директорию с исходными данными обратно в S-файлы стандартного формата для дальнейшей обработки (если активировано меню Save clean séances).

Выводятся графики до и после сглаживания (в разных масштабах) данных (мощности, АКФ, нуля АЦП). Для построения графиков в одинаковом масштабе необходимо активировать меню *Some scale*. Временные ряды данных для визуализации выбираются в меню *Selection*.

Меню Files отвечает за выбор исходных данных, программа "запускается" нажатием кнопки Run. Различная диагностическая информация выводиться в панель $Log\ of\ program$.

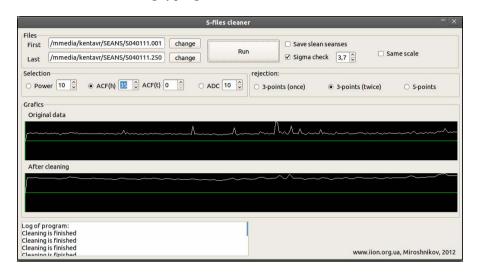


Рис. 4 – Окно программы с результатами работы алгоритма автоматической фильтрации помех

Выводы. Разработанная программа позволяет автоматизировать процесс отбраковки исходных данных, искаженных различными помехами, в том числе и от КМ. Практическое использование такого решения показало очень высокую эффективность в удалении шумовых участков (90 – 95 % помех). Предложенная программа также существенно сокращает время отбраковки данных за счет минимизации влияния человеческого фактора.

Список литературы: 1. Власов М.Н., Кричевский С.В. Экологическая опасность космической деятельности: Аналитический обзор. — М.: Наука, 1999. — 240 с. 2. Вениаминов С.С., Червонов А.М. Космический мусор — угроза человечеству. — М.: Ин-т космич. исследований РАН, 2012. — 192 с. 3. Черняк Ю.В. Определение электронной концентрации ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния радиоволн в режиме двухчастотного зондирования. // Автореферат канд. физ.-мат. наук. — Х.: ИРЭ им. А.Я. Усикова, 2008. — 19 с. 4. Тьюки Дж. Анализ результатов наблюдений. — М.: Мир, 1981. — 696 с.

Поступила в редколлегию 18.10.2012

С.В. ГРИНЧЕНКО, н.с., Институт ионосферы, Харьков

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ ИОННОЙ ЧАСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

Получены расчётная формула спектральной функции ионной составляющей спектра некогерентного рассеяния и её упрощённый вид при использовании асимптотических приближений. Проведена оценка погрешности асимптотических вычислений.

Отримані розрахункова формула спектральної функції іонної складової спектру некогерентного розсіяння і її спрощений вигляд при використанні асимптотичних наближень. Проведена оцінка похибки асимптотичних обчислень.

The spectral function formula of ionic component of the incoherent scattering spectrum and its simplified asymptotic expression are presented. The asymptotic error is estimated.

Введение. Основополагающие статьи, посвященные теоретическим основам метода некогерентного рассеяния (НР), появились в печати в течение 60-х и 70-х годов [1–9]. Однако ни в этих работах, ни в последующих трудах [10–13] не приведены расчётные формулы для вычисления спектральной функции и автокорреляционной функции (АКФ) некогерентно рассеянного сигнала, экспериментальные значения которых измеряют на радарах НР. В статьях и монографиях [14–19] приведены расчётные формулы, позволяющие интерпретировать экспериментально полученные значения АКФ с целью вычисления ионосферных параметров. Однако в этих работах не приводится вывод теоретических выражений расчётных формул.

Цель работы – вывести упомянутые расчётные формулы, применяемые на радаре Института ионосферы; сравнить спектральные функции ионной части спектра некогерентно рассеянного сигнала в её общем виде и при использовании асимптотических разложений некоторых членов, входящих в аналитическое выражение спектральной функции.

Определение спектральной функции некогерентно рассеянного сигнала. При распространении в квазиоднородной плазме плоской монохроматической волны $\vec{E}(\vec{R},t) \sim \vec{E}_0 \exp (i (\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{R}))$ вследствие тепловых флуктуаций плотности электронов (концентрация электронов n_e испытывает отклонения δn_e от равновесного состояния n_{e0} : $n_e = n_{e0} + \delta n_e$) наблюдается появление волн с измененными частотами и направлениями рассеяния. Интенсивность некогерентного рассеяния элементом объема dV в элемент телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$ определяется формулой [6]:

$$d\bar{I} = \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_{\rm e}c^2}\right)^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \overline{\left(E_0^\perp\right)^2} \left\langle \left(\delta n_e\right)^2 \right\rangle_{\Delta \vec{k}, \Delta \omega} \begin{vmatrix} d\omega d\Omega dV \\ \Delta \vec{k} = \vec{k} - \vec{k}_0 \\ \Delta \omega = \omega - \omega_0 \end{vmatrix}$$

где ω_0 — частота падающей волны; \vec{k}_0 — частота рассеянной волны; \vec{k}_0 — волновой вектор падающей волны; \vec{k} — волновой вектор рассеянной волны; $\epsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость плазмы; \vec{E}_0^\perp — составляющая вектора \vec{E}_0 , перпендикулярная вектору \vec{k} ; $\left<\left(\delta n_e\right)^2\right>_{\vec{k},\omega}$ — спектральное распределение пространственно-временной автокорреляционной функции флуктуаций n_e .

При обратном рассеянии для волны круговой поляризации $\left(E_0^\perp\right)^2=E_0^2$. Если $\Delta\omega<<\omega_0$, то $\epsilon(\omega)\cong\epsilon(\omega_0)$. Тогда

$$d\bar{I} = \frac{1}{\left(2\pi\right)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_{\rm e}c^2}\right)^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)} E_0^2 \left\langle \left(\delta n_e\right)^2 \right\rangle_{\Delta \vec{k}, \Delta \omega} \left| \Delta \vec{k} \right| = \frac{4\pi}{\lambda_0} d\omega d\Omega dV .$$

$$\Delta \omega = \omega - \omega_0$$

Величина

$$\frac{d\bar{I}}{d\omega d\Omega dV} = \frac{1}{\left(2\pi\right)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)} E_0^2 \left\langle (\delta n_e)^2 \right\rangle_{\Delta \vec{k}, \Delta \omega} \left| \Delta \vec{k} \right| = \frac{4\pi}{\lambda_0}$$

$$\Delta \omega = \omega - \omega_0$$

$$= S(\omega) = S(\omega_0 + \Delta \omega) = S^*(\Delta \omega)$$

является спектральной функцией сигнала НР [6].

Спектральное распределение пространственно-временной АКФ флуктуаций плотности электронов в равновесной электронно-ионной плазме без учета столкновений определяется выражением [6]:

$$\left\langle \left(\delta n_e \right)^2 \right\rangle_{\bar{k},\omega} = (2\pi)^4 \frac{8\pi n_{e0} \lambda_{\rm D}^2 k^2}{\omega |\varepsilon_{\rm II}|^2} \left[\left| 1 + 4\pi \chi_{i\rm II} \right|^2 \operatorname{Im} \chi_{e\rm II} + \frac{1}{t} \left| 4\pi \chi_{e\rm II} \right|^2 \operatorname{Im} \chi_{i\rm II} \right],$$

где $\varepsilon_{\rm II} \left(\omega, \vec{k} \right)$ — продольная составляющая диэлектрической проницаемости плазмы; $\chi_{e \rm II} \left(\omega, \vec{k} \right)$ — электронная составляющая для продольной

электрической восприимчивости; $\chi_{i \Pi} \left(\omega, \vec{k} \right)$ — ионная составляющая для продольной электрической восприимчивости; $t = T_e/T_i$ — отношение температур электронов и ионов; $\lambda_{\rm D}$ — радиус Дебая.

Для плазмы, состоящей из электронов и ионов разных сортов,

$$\begin{split} & \varepsilon_{\mathrm{II}} \left(\omega, \vec{k} \, \right) = 1 + \frac{1}{\lambda_{\mathrm{D}}^2 k^2} \Big[\, 1 - \varphi(z) + t \bigg(1 - \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \varphi(\mu_{\alpha} z) \bigg) + i \sqrt{\pi} z \bigg(e^{-z^2} + t \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \mu_{\alpha} e^{-\mu_{\alpha}^2 z^2} \bigg) \Big] \, ; \\ & \chi_{e\mathrm{II}} \left(\omega, \vec{k} \, \right) = \frac{1}{4\pi \lambda_{\mathrm{D}}^2 k^2} \bigg[\, 1 - \varphi(z) + i \sqrt{\pi} z e^{-z^2} \, \bigg] \, ; \\ & \chi_{i\mathrm{II}} \left(\omega, \vec{k} \, \right) = \frac{t}{4\pi \lambda_{\mathrm{D}}^2 k^2} \bigg[1 - \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \varphi(\mu_{\alpha} z) + i \sqrt{\pi} \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \mu_{\alpha} z e^{-\mu_{\alpha}^2 z^2} \, \bigg] \, , \\ & \mathrm{где} \ \, \gamma_{\alpha} \, - \mathrm{othocuteльноe} \ \, \mathrm{cogen} \ \, \mathrm{cog$$

Применение асимптотических приближений при вычислении спектральной функции. Для ионов O^+ атомного кислорода, доминирующих в области F2, величина $\sqrt{\frac{m_e}{m_{O^+}}} \approx 0.0059$. Для ионов гелия He^+ и водорода H^+ ,

 $\varphi(z) = 2ze^{-z^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{x^2} dx.$

содержащихся во внешней ионосфере, величины $\sqrt{\frac{m_e}{m_{{
m He}^+}}} pprox 0.0117$,

 $\sqrt{\frac{m_e}{m_{
m H^+}}} pprox 0.0234$. Используя асимптотическое приближение функции $\phi(z) \cong 2z^2 \quad (z << 1)$, можно показать, что в области частот z, меньших или порядка $\frac{1}{\mu_{lpha}} \quad (\mu_{lpha} >> 1)$, спектральное распределение пространственновременной АКФ флуктуаций плотности электронов при $\lambda_{
m D}^2 k^2 << 1$, $t^2 << \mu_{lpha}$ имеет вид:

$$\begin{split} \left\langle \left(\delta n_e\right)^2\right\rangle_{\vec{k},\omega} \approx \left(2\pi\right)^4 \frac{2\sqrt{\pi}n_{e0}\sum_{\alpha}\gamma_{\alpha}\beta_{\alpha}e^{-\mu_{\alpha}^2z^2}}{\left[1+t\left(1-\sum_{\alpha}\gamma_{\alpha}\phi(\mu_{\alpha}z)\right)\right]^2+\pi t^2\left(\sum_{\alpha}\gamma_{\alpha}\mu_{\alpha}ze^{-\mu_{\alpha}^2z^2}\right)^2}\,, \end{split}$$
 где $\beta_{\alpha} = \frac{1}{k}\left(\frac{m_{i\alpha}}{2\kappa T_i}\right)^{\frac{1}{2}}\,. \end{split}$

Для плазмы, состоящей из электронов и ионов одного сорта, ионная часть спектрального распределения пространственно-временной АКФ флуктуаций плотности электронов при асимптотических приближениях равна

$$\langle (\delta n_e)^2 \rangle_{\bar{k},\omega} \approx (2\pi)^4 \frac{2\sqrt{\pi}n_0\beta e^{-\mu^2 z^2}}{[1+t(1-\varphi(\mu z))]^2 + \pi t^2\mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}}$$

Спектральная функция

$$\begin{split} S^*(\Delta\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \; E_0^2 \Big\langle (\delta n_e)^2 \Big\rangle \\ & \Big| \Delta \vec{k} \Big| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \\ \Delta \omega &= \omega - \omega_0 \end{split} \\ &\approx \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \; E_0^2 \cdot (2\pi)^4 \frac{2\sqrt{\pi} n_0 \beta e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t(1 - \varphi(\mu z))\right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}} = \\ &= \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \frac{\beta e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t(1 - \varphi(\mu z))\right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}} = S_0^*(\Delta \omega) \quad . \end{split}$$

Таким образом, спектральная функция при асимптотических приближениях равна

$$\begin{split} S_0^* \left(\Delta \omega \right) &= \frac{c n_0 E_0^2}{8 \pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \sqrt{\epsilon \left(\omega_0 \right)} \cdot \frac{\beta e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t \left(1 - \phi(\mu z) \right) \right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}} \;, \\ \text{где } \beta &= \frac{1}{\Delta k} \left(\frac{m_i}{2 \kappa T_i} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_0}{4 \pi} \left(\frac{m_i}{2 \kappa T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \;; \; z = \beta_e \Delta \omega = \frac{\beta}{\mu} \Delta \omega \;, \; \mu = \left(\frac{m_i}{m_e} t \right)^{\frac{1}{2}} \;. \end{split}$$

Нормированная спектральная функция $s_0^*(\Delta\omega) = \frac{S_0^*(\Delta\omega)}{R_0^*(0)}$, где

 $R_0^*(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0^*(\Delta\omega)\cos(\Delta\omega \cdot \tau)d(\Delta\omega)$ — АКФ перенесённого на нулевую частоту НР сигнала.

Тогда
$$R_0^*(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0^*(\Delta \omega) d(\Delta \omega) =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \frac{\beta e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t(1 - \phi(\mu z))\right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}} d(\Delta \omega) =$$

$$= \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\theta^2}}{\left[1 + t(1 - \phi(\theta))\right]^2 + \pi t^2 \theta^2 e^{-2\theta^2}} d\theta \quad ,$$
гле $\theta = \mu z$.

Так как
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\theta^2}}{\left[1+t\left(1-\phi(\theta)\right)\right]^2+\pi t^2\theta^2 e^{-2\theta^2}}d\theta =$$

$$=2\int_{0}^{+\infty} \frac{e^{-\theta^2}}{\left[1+t\left(1-\phi(\theta)\right)\right]^2+\pi t^2\theta^2 e^{-2\theta^2}}d\theta \cong 2\cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2(1+t)} = \frac{\sqrt{\pi}}{1+t}\;,$$

$$\text{To } R_0^*(0)\cong \frac{cn_0E_0^2}{8\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{m_ec^2}\right)^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)}\cdot \frac{\sqrt{\pi}}{1+t}\;.$$

Нормированная спектральная функция

$$\begin{split} s_0^*(\Delta \omega) &= \frac{S_0^*(\Delta \omega)}{R_0^*(0)} = \frac{\frac{\beta e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t(1 - \varphi(\mu z))\right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}}{\frac{\sqrt{\pi}}{1 + t}} = \\ &= \frac{1 + t}{\sqrt{\pi}} \frac{\beta e^{-\theta^2}}{\left[1 + t(1 - \varphi(\theta))\right]^2 + \pi t^2 \theta^2 e^{-2\theta^2}} = s_0^*(\theta) \quad . \end{split}$$

При вычислении значений функции $s_0^*(\Delta\omega)$ воспользуемся выражением

$$\mu = \left(\frac{m_i}{m_e}t\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{m_i(a.e.m.) \cdot 1.660539 \cdot 10^{-24}}{9.10938 \cdot 10^{-28}}t\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{m_i(a.e.m.) \cdot 1.660539}{9.10938}t\right)^{\frac{1}{2}} \cdot 100 .$$

Если $m_i = 16$ а.е.м., t = 1.5, то $\mu \approx 209.2$; при $m_i = 4$ а.е.м., t = 1.5 величина $\mu \approx 104.6$; при $m_i = 1$ а.е.м., t = 1.5 получаем $\mu \approx 52.3$.

Величина
$$\beta = \frac{\lambda_0}{4\pi} \left(\frac{m_i}{2\kappa T_i}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_0(\mathit{M})\cdot 10^2}{4\pi} \left(\frac{m_i(\mathit{a.e.m.})\cdot 1.660539\cdot 10^{-24}}{2\cdot 1.3806488\cdot 10^{-16}\cdot T_i}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_0(\mathit{M})\cdot 0.01}{4\pi} \left(\frac{m_i(\mathit{a.e.m.})\cdot 1.660539}{2\cdot 1.3806488\cdot T_i}\right)^{\frac{1}{2}} \ .$$

Сдвиг частоты $\Delta f = \frac{\Delta \omega}{2\pi} = \frac{\mu z}{2\pi \beta}$.

Функция $\phi(\mu z) = 2\mu z e^{-\mu^2 z^2} \int_0^{\mu z} e^{x^2} dx$. Так как вычисление спектральной функции мы будем производить, изменяя аргумент z, представляется удобным верхний предел интеграла сделать равным z:

$$\varphi(\mu z) = 2\mu z e^{-\mu^2 z^2} \int_0^{\mu z} e^{x^2} dx = \begin{vmatrix} x = \mu y \\ dx = \mu dy \end{vmatrix} = 2\mu^2 z e^{-\mu^2 z^2} \int_0^z e^{\mu^2 y^2} dy.$$

При наличии различных сортов ионов спектральная функция имеет вид:

$$S_{0}^{*}(\theta) = \frac{cn_{e0}}{8\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{e^{2}}{mc^{2}}\right)^{2} \sqrt{\epsilon(\omega_{0})} E_{0}^{2} \times \frac{\beta_{1} \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}} \theta^{2}}}{\left[1 + t\left(1 - \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \phi\left(\sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} \theta\right)\right)\right]^{2} + \pi t^{2} \theta^{2} \left(\sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}} \theta^{2}}\right)^{2}},$$

$$|E(\theta_{0}, \theta_{0}) = \beta_{0} \omega_{0} - \frac{\omega}{m_{i\alpha}} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} - \text{MONINO PRABLICE TYPE}$$

где $\theta = \theta_1, \; \theta_\alpha = \beta_\alpha \omega = \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{2\kappa T_i}} \; -$ и
онно-нормированная частота;

Нормированная спектральная функция

$$s_0^*(\theta) = \frac{1+t}{\sqrt{\pi}} \frac{\beta_1 \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}\theta^2}}{\left[1+t\left(1-\sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \phi\left(\sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}}\theta\right)\right)\right]^2 + \pi t^2 \theta^2 \left(\sum_{\alpha} \gamma_{\alpha} \sqrt{\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}} e^{-\frac{m_{i\alpha}}{m_{i1}}\theta^2}\right)^2}.$$

Полный вид спектральной функции ионной части спектра. Для плазмы, состоящей из электронов и ионов одного сорта, ионная часть спектрального распределения пространственно-временной АКФ флуктуации плотности электронов равна

$$\begin{split} \frac{1}{(2\pi)^4} \left\langle \left(\delta n_e\right)^2 \right\rangle_{\bar{k},\omega} &= \frac{2\sqrt{\pi}n_0 \frac{\beta}{\mu} e^{-z^2} \left\{ \left[t (1-\phi(\mu z)) \right]^2 + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2 \right\}}{\left[1 - \phi(z) + t (1-\phi(\mu z)) \right]^2 + \left[\sqrt{\pi}z e^{-z^2} + \sqrt{\pi}t\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2} + \\ &+ \frac{2\sqrt{\pi}n_0 \beta e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1-\phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\}}{\left[1 - \phi(z) + t (1-\phi(\mu z)) \right]^2 + \left[\sqrt{\pi}z e^{-z^2} + \sqrt{\pi}t\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2} = \\ &= 2\sqrt{\pi}n_0 \beta \times \\ &\times \frac{e^{-z^2}}{\mu} \left\{ \left[t (1-\phi(\mu z)) \right]^2 + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2 \right\} + e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1-\phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\}}{\left[1 - \phi(z) + t (1-\phi(\mu z)) \right]^2 + \left[\sqrt{\pi}z e^{-z^2} + \sqrt{\pi}t\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2} . \end{split}$$

Тогда

$$\begin{split} S^*(\Delta\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{c}{16\pi^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)} \ E_0^2 \left\langle (\delta n_e)^2 \right\rangle \\ &= \frac{1}{|\Delta \vec{k}|} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \\ &= \frac{cn_0 E_0^2}{8\pi\sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)} \cdot \beta \times \\ &\times \frac{1}{\mu} e^{-z^2} \left\{ \left[t(1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2 \right\} + e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1 - \phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\} \\ &\times \frac{1}{\mu} e^{-z^2} \left\{ \left[t(1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2 \right\} + e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1 - \phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\} \end{split}$$

Нормированная спектральная функция
$$s^*(\Delta\omega) = \frac{S^*(\Delta\omega)}{R^*(0)}$$
, где

$$R^*(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S^*(\Delta\omega) \cos(\Delta\omega \cdot \tau) d(\Delta\omega).$$

Тогда

$$\begin{split} R^*(0) &= \int\limits_{-\infty}^{+\infty} S^*(\Delta \omega) d(\Delta \omega) = \\ &= \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \beta \frac{\frac{e^{-z^2}}{\mu} \left\{ \left[t (1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + \left[t \sqrt{\pi} \mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2 \right\} + }{\left[1 - \phi(z) + t (1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + } \rightarrow \\ &\rightarrow \frac{+ e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1 - \phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\}}{+ \left[\sqrt{\pi} z e^{-z^2} + \sqrt{\pi} t \mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2} d(\Delta \omega) \approx \\ &\approx \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\mu^2 z^2}}{\left[1 + t (1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + \pi t^2 \mu^2 z^2 e^{-2\mu^2 z^2}} d(\mu z) \cong \\ &\cong \frac{c n_0 E_0^2}{8\pi \sqrt{\pi}} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sqrt{\epsilon(\omega_0)} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{1 + t} \, . \end{split}$$

Квазинормированная спектральная функция

$$s^{*}(\Delta\omega) = \frac{S^{*}(\Delta\omega)}{R_{0}^{*}(0)} = \frac{1+t}{\sqrt{\pi}} \cdot \beta \times \frac{\frac{1}{\mu}e^{-z^{2}} \left\{ \left[t(1-\varphi(\mu z)) \right]^{2} + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^{2}z^{2}} \right]^{2} \right\} + e^{-\mu^{2}z^{2}} \left\{ \left[1-\varphi(z) \right]^{2} + \left[\pi z e^{-z^{2}} \right]^{2} \right\}}{\left[1-\varphi(z) + t(1-\varphi(\mu z)) \right]^{2} + \left[\sqrt{\pi}z e^{-z^{2}} + \sqrt{\pi}t\mu z e^{-\mu^{2}z^{2}} \right]^{2}} = s_{e}^{*}(\Delta\omega) + s_{i}^{*}(\Delta\omega),$$

где
$$s_i^*(\Delta\omega) = \frac{1+t}{\sqrt{\pi}} \cdot \beta \frac{e^{-\mu^2 z^2} \left\{ \left[1 - \phi(z) \right]^2 + \left[\pi z e^{-z^2} \right]^2 \right\}}{\left[1 - \phi(z) + t (1 - \phi(\mu z)) \right]^2 + \left[\sqrt{\pi} z e^{-z^2} + \sqrt{\pi} t \mu z e^{-\mu^2 z^2} \right]^2}$$

квазинормированная спектральная функция ионной составляющей спектра;

$$s_{e}^{*}(\Delta\omega) = \frac{1+t}{\sqrt{\pi}} \cdot \beta \frac{\frac{1}{\mu} e^{-z^{2}} \left\{ \left[t(1-\varphi(\mu z)) \right]^{2} + \left[t\sqrt{\pi}\mu z e^{-\mu^{2}z^{2}} \right]^{2} \right\}}{\left[1 - \varphi(z) + t(1-\varphi(\mu z)) \right]^{2} + \left[\sqrt{\pi}z e^{-z^{2}} + \sqrt{\pi}t\mu z e^{-\mu^{2}z^{2}} \right]^{2}} - \frac{1}{\mu} \left[\frac{1}{\mu} e^{-z^{2}} \left[\frac{1}{\mu} e^{-z^{2}} + \frac{1}{\mu} e^{-\mu^{2}z^{2}} \right]^{2} + \left[\frac{1}{\mu} e^{-z^{2}} + \frac{1}{\mu} e^{-z^{2}} +$$

квазинормированная спектральная функция электронной составляющей спектра.

 \hat{A} рисунке представлены графики нормированной спектральной функции s_0^* , полученной при асимптотических приближениях, и квазинормированной спектральной функции s_i^* ионной части спектра некогерентного рассеяния.

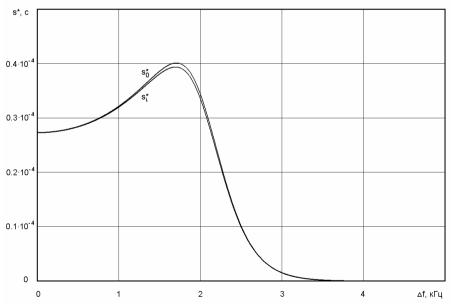


Рис. – Сравнение ионной составляющей s_i^* и её асимптотического приближения s_0^*

Нормированная спектральная функция
$$s_0^*(\Delta\omega) = \frac{S_0^*(\Delta\omega)}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} S_0^*(\Delta\omega) d(\Delta\omega)}.$$
 Квазинормированная спектральная функция
$$s_i^*(\Delta\omega) = \frac{S_i^*(\Delta\omega)}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} S_0^*(\Delta\omega) d(\Delta\omega)}.$$

Выводы. Приведены аналитические выкладки расчётной формулы нормированной спектральной функции ионной части спектра и её **упрощённого** вида при использовании некоторых асимптотических приближений. Аналитическое выражение спектральной функции используется для вычисления теоретических значений автокорреляционной функции в процессе интерпретации экспериментальных значений АКФ. Асимптотическое приближение ионной части спектра несколько деформирует форму нормированной спектральной функции. В следующих статьях планируется вычислить погрешность ионосферных параметров, обусловленную погрешностью асимптотического приближения теоретического выражения характеристик некогерентно рассеянного сигнала, а также исследовать электронную часть спектра НР в области частот ионной составляющей спектра. Так как при использовании упрощённых формул требуется существенно меньше вычислительных ресурсов, асимптотические приближения удобно использовать при обработке экспериментальных значений характеристик НР сигнала для вычисления начальных значений ионосферных параметров с последующим уточнением с использованием полной формулы.

Список литературы: 1. Fejer J.A. Scattering of Radio Waves by an Ionized Gas in Thermal Equilibrium in the Presence of Uniform Magnetic Field / J.A. Feier // Can. J. Phys. - 1961. - Vol. 39. -P. 716 – 740. 2. Hagfors T. Density fluctuation in a plasma in magnetic field, with application to the ionosphere / T. Hagfors // J. Geoph. Res. - 1961. - Vol. 66. - No. 6. - P. 1699 - 1712. 3. Renau J. The cross section for scattering of electromagnetic waves from an ionized gas in thermal nonequilibrium / J. Renau // J. Geoph. Res. - 1962. - Vol. 67. - No. 9. - P. 3604 - 3626. **4.** Dougherty J.P. The conductivity of a partially ionized gas in alternative electric fields / J.P. Dougherty // The Physics of Fluids. - Vol. 8, - 1963. - P. 126 - 137. 5. Salpeter E.E. Density fluctuations in non-equilibrium plasma / E.E. Salpeter // J. Geoph. Res. - 1963. - Vol. 68. - No. 5. - P. 1321 — 1333. **6.** Ситенко $A.\Gamma$. Электромагнитные флуктуации в плазме / $A.\Gamma$. Ситенко. — X.: Издво Харьк, ун-та, 1965. – 184 с. 7. Farley D.T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma / D.T. Farley // J. Geoph. Res. – 1966. – Vol. 71. – No. 17. – Р. 4091 – 4098. **8.** Эванс Дж. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн / Дж. Эванс // ТИИЭР. Тр. ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. – 1969. – Т. 57. – № 4. – С. 139 – 175. **9.** Farley D. T. Radio wave scattering from the ionosphere / D.T. Farley // Methods of Experimental Physics. – 1971. –Vol. 98. – P. 139 – 186. 10. Эванс Дж. Исследование ионосферы с помощью мощных радиолокаторов / Дж. Эванс // ТИИЭР. Тр. ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. – 1975. – Т. 63. – № 12. – С. 5 – 20. 11. Таран В.И. Некогерентное рассеяние радиоволн на тепловых флуктуациях

электронной плотности / В. И. Таран // Ионосферные исследования. - М.: Сов. Радио, 1979. -№ 27. - С. 19 - 32. 12. Таран В.И. Наблюдения ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния. Сообщение 1. Основные предпосылки и экспериментальные результаты / В.И. Таран // Вестник Харьк. политех. ин-та. «Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния». - 1979. - Вып. 1. - № 155. - С. 3 - 11. **13.** *Брюнелли Б. Е.* Метод некогерентного рассеяния радиоволн / Б.Е. Брюнелли, М.И. Кочкин, И.Н. Пресняков, Е.Д. Терещенко, В.Д. Терещенко. – Л.: Наука, 1979. – 188 с. 14. Гринченко С.В. Определение ионного состава в нижней ионосферы методом некогерентного рассеяния / С.В. Гринченко, Д.А. Дзюбанов, М.Н. Забирко // Вестник Харьк. политех. ин-та «Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния». – 1987. – Вып. 5. – № 248. – С. 16 – 19. **15.** Гринченко С.В. Определение ионного состава в F1-области по автокорреляционной функции HP сигнала / С.В. Гринченко // Вестник Харьк, политех, ин-та «Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния». – 1988. – Вып. 6. – № 248. – С. 6 – 7. 16. Гринченко С.В. Определение электронной концентрации методом HP в областях E, F1 с учетом изменяющегося ионного состава / С.В. Гринченко // Вестник Харьк. политех. ин-та «Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния». – 1989. – Вып. 7. – № 271. – С. 10 – 11. **17.** Гринченко С.В. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик некогерентного рассеянного сигнала / С.В. Гринченко // Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье. Сб. научных тр. ХГПУ. - 1999. - Вып. 7, часть третья. - С. 331 - 336. 18. Рогожкин Е.В. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния / Е.В. Рогожкин, В.А. Пуляев, В.Н. Лысенко. - Х.: НТУ «ХПИ», 2008. - 256 с. 19. Пуляев В.А. Определение параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн / В.А. Пуляев, Д.А. Дзюбанов, И.Ф. Домнин. - Х.: Изд-во «Підручник» НТУ «ХПИ», 2010. – 240 с.

Поступила в редколлегию 12.11.2012

УДК 620.179.14

Б.М. ГОРКУНОВ, д-р техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харьков **А.А. АВРАМЕНКО**, канд. техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харьков **С.Г. ЛЬВОВ**, канд. техн. наук, доц., НТУ "ХПИ", Харьков **И.Б. ГОРКУНОВА**, аспирант, НТУ "ХПИ", Харьков

КАРТИНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ИЗДЕЛИЯ, НАХОДЯЩЕГОСЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В данной работе рассмотрены процессы проникновения электромагнитного поля в цилиндрическое изделие и определены линии распределения вихревых токов.

У даній роботі розглянуті процеси проникнення електромагнітного поля в циліндричний виріб та визначені лінії розподілу густини вихрових струмів.

In this paper the process of penetration of the electromagnetic field in a cylindrical-mechanical product line defined distribution of eddy currents.

Введение. В практике электромагнитного неразрушающего контроля в последнее широкое распространение приобрели накладные преобразователи различных типов. Это связано, прежде всего, возможностью проведения локального контроля параметров, бесконтактностью электромагнитного метода и его высокой производительностью [1–3].

Описанные в литературе накладные преобразователи (параметрические трансформаторные). как правило. совмешают функции возбуждающего электромагнитного поля и измерения результирующего потока вследствие особенностей конструктивных решений. Последнее приводит к тому, что магнитное поле внутри и снаружи датчика даже в отсутствие изделия резко неоднородно. В связи с этим значительно усложняется анализ поведения выходных характеристик при измерении информативных параметров. Принципиальной особенностью рассмотренных литературе накладных преобразователей является TO, что определяются электромагнитные характеристики, усредненные по объему изделия, занимаемому зондирующим магнитным потоком. Эти усредненные значения могут отличаться от величин характеристик определяемых, например, вдоль или поперек направления проката. В связи с этим для решения различных практических задач имеет смысл определять свойства изделий в заданном направлении. Это особенно важно при наличии анизотропии характеристик. Оказывается, что если использовать однородное магнитное поле и разделить функции создания магнитного потока и измерения характеристик изделий, то можно определять направленные свойства излелий.

Основная часть. На основе теоретического анализа распространения магнитного поля в проводящей среде в работе определена картина распределения поля и плотности вихревых токов, что позволяет определять технические возможности электромагнитных методов и устройств.

Рассмотрим задачу проникновения поперечного однородного переменного магнитного поля в цилиндрическое токопроводящее изделие. Все обозначения приведены на рис. 1. Напряженность внешнего возбуждающего поля H_0 направлена перпендикулярно к оси цилиндра. Такое направление внешнего поля возбуждает в изделии дипольный вихревой ток, который протекает вдоль координаты \mathbf{Y} .

Для определения выражений, описывающих распределение напряженности магнитного поля и плотности вихревого тока внутри цилиндрического образца, воспользуемся уравнениями Максвелла [3], которые имеют вид:

$$rot \, \overset{-}{H} = \sigma \, \overset{-}{E} + \frac{\partial \overset{-}{E}}{\partial t} \,; \tag{1}$$

$$rot \stackrel{-}{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad (2)$$

где E — напряженность электрического поля; t — время; B — магнитная индукция; σE — плотность тока.

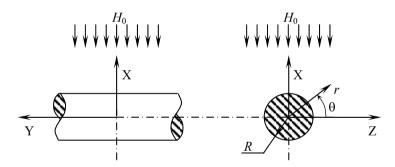


Рис. 1 – Цилиндрическое токопроводящее изделие и поперечном однородном магнитном поле

Примем общепринятые допущения, связанные с особенностями вихретокового контроля. Возбуждающее поле считается квазистационарным, и волновыми процессами в диэлектрической среде пренебрегают ввиду того, что размеры контролируемых изделий значительно меньше длины волны при используемых частотах внешнего поля. Так как напряженность магнитного поля невелика, то можно считать, что μ_r = const. Кроме того, предполагается,

что материал изделия характеризуется постоянным значением удельной электрической проводимости σ .

С учетом принятых допущений последним слагаемым в правой части уравнения (1) можно пренебречь.

В цилиндрической системе координат уравнения (1), (2) сводятся к системе уравнений

$$\frac{\partial j}{\sigma \partial r} = \frac{\partial B_{\theta}}{\partial t} \,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial j}{r\sigma\partial\theta} = -\frac{\partial B_r}{\partial t} \,,\tag{4}$$

где $j = \sigma E_y$; B_{θ} , B_r , E_y — составляющие индукции и напряженности электрического поля вдоль соответствующих координат.

Продифференцировав уравнение (1) по времени и используя выражения (3), (4), получим дифференциальное уравнение для плотности продольного тока

$$\frac{\mu_r}{\sigma} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial j}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 j}{\partial \theta^2} \right] = \frac{\partial j}{\partial t}, \tag{5}$$

Решение этого уравнения для случая $r \le R$ получим в виде:

$$j = \frac{\partial N}{\partial t} I_1(kr) \sin \theta \tag{6}$$

где N — комплексная константа; I_1 — модифицированная функция Бесселя первого рода первого порядка; $k = \sqrt{2i} / \delta$.

Для случая $r \geq R$ электромагнитное поле является потенциальным, то есть удовлетворяет уравнению ${\rm rot} H=0$, или $H={\rm grad}\,\Omega$, где потенциал Ω находится из выражения:

$$\Omega = Hr\cos\theta + C\cos\frac{\theta}{r} \,. \tag{7}$$

Здесь C – константа. В цилиндрической системе координат справедливы выражения

$$H_r = \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \qquad H_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta},$$
 (8)

где H_r и H_θ – составляющие напряженности магнитного поля.

Граничные условия определяются соотношениями

$$\frac{\partial H_{\theta}}{\partial t} (r \le R) = \frac{\partial H_{\theta}}{\partial t} (r \ge R), \tag{9}$$

$$\mu_0 \mu_r \frac{\partial H_r}{\partial t} (r \le R) = \mu_0 \frac{\partial H_r}{\partial t} (r \ge R). \tag{10}$$

Используя (3), (4) и (8), получим [4, 5]:

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r \sigma} \frac{\partial j}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \,, \tag{11}$$

$$-\frac{1}{\sigma r}\frac{\partial j}{\partial \theta} = \frac{\partial \Omega}{\partial r} \,. \tag{12}$$

Подставив выражения (6) и (7) в уравнения (11) и (12) и решая эту систему при r=R, получим выражения для определения констант \dot{N} и \dot{C}

$$\dot{N} = \frac{2H_0\mu_r R\sigma}{kR \left[I_0(kR) + \frac{\mu_r + 1}{kR} I_1(kR) \right]},$$
(13)

$$C = H_0 R^2 \left\{ \frac{2\mu_r I_1(kR)}{kR \left[I_0(kR) + \frac{\mu_r - 1}{kR} I_1(kR) \right]} \right\}, \tag{14}$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка, H_0 — напряженность внешнего возбуждающего магнитного поля.

В дальнейшем будем использовать понятие напряженности поперечного магнитного поля, выражение для которой имеет вид:

$$H_1 = H_r \sin \theta - H_\theta \cos \theta \,, \tag{15}$$

В итоге для области $r \le R$

$$H_1 = H_0 \frac{I_0(kR) - I_2(kR)\cos 2\theta}{I_0(kR) + \frac{\mu_r - 1}{kR}I_1(kR)},$$
(16)

а для $R \le r \le \infty$

$$H_{1} = H_{0} \left[1 - \frac{I_{2}(kR) - \frac{\mu_{r} - 1}{kR} I_{1}(kR)}{I_{0}(kR) + \frac{\mu_{r} - 1}{kR} I_{1}(kR)} \frac{R^{2}}{r^{2}} \cos 2\theta \right], \tag{17}$$

где I_2 – модифицированная функция Бесселя первого рода второго порядка.

В практике неразрушающего контроля и измерений используется выражение для напряженности результирующего поперечного переменного

магнитного поля снаружи изделия, так как оно характеризует реакцию цилиндрического объекта на возбуждающее внешнее поле.

Для немагнитного изделия ($\mu_r \approx 1$) выражение (17) упрощается и принимает вид:

$$H_1 = H_0 \left[1 - \frac{I_2(kR)}{I_0(kR)} \frac{R^2}{r^2} \cos 2\theta \right]. \tag{18}$$

Характерной особенностью выражений для расчета внешней напряженности магнитного поля (см. формулы (17) и (18)) является зависимость величины H_1 от угловой координаты θ . Для определения картины распределения плотности вихревых токов в сечении изделия воспользуемся соотношениями (6) и (13).

На рис. 2 a, δ представлены зависимости безразмерной плотности j/N от относительного радиуса r/R при $\theta = \text{const}$ для случаев: x = 0,5 (рис. 2 a) и x = 8,0 (рис. 2 δ). Как видно, с ростом x (или частоты) зависимости j/N от r/R существенно искривляются.

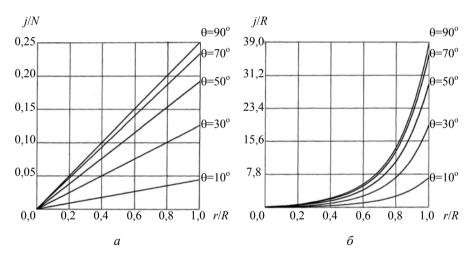


Рис. 2 – Зависимость безразмерной плотности от относительного радиуса: a – при x = 0,5; δ – при x = 8,0

Рис. 3 a, δ иллюстрируют картину распределений линий равной плотности вихревых токов по сечению образца для тех же случаев величин x. Как видно, увеличение параметра x (или частоты) приводит к вытеснению вихревого тока в поверхностные слои изделия.

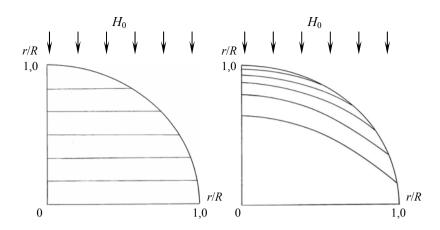


Рис. 3 — Распределение линий равной плотности вихревых токов по сечению образца: a — при x = 0,5; δ — при x = 8,0

Выводы. Определяемые электромагнитные параметры цилиндрических изделий при различных частотах возбуждающего поля соответствуют определенным глубинам проникновения магнитного поля в изделие. Если глубина проникновения магнитного поля соизмерима или несильно отличается от радиуса изделия, то можно определить среднее по сечению образца значение этих параметров. Тогда, полученные значения электромагнитных параметров можно сравнить с данными контрольных методов измерений тех же значений на постоянном токе (например, мостового, контактного, баллистического).

В частности, представляет практический интерес оценка отклонений усредненных значений параметров (низкие частоты) от величин этих параметров в поверхностных слоях (высокие частоты). Эта задача интересна тем, что вследствие различных видов обработок (механических, термических и др.) структура поверхностных слоев изделия значительно искажается по сравнению с внутренними областями. Последнее обстоятельство может привести к изменению электромагнитных параметров.

Список литературы: 1. Кифер И.И. Испытания ферромагнитных материалов / И.И. Кифер. — М., Л.: Госэнергоиздат, 1962. — 544 с. 2. Чернышев Е.Т., Чернышева Н.Г., Чечурина Е.Н. Магнитные измерения на постоянном и переменном токе. — М.: Стандартгиз, 1962. — 184 с. 3. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. / Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.2: В 2 кн. — М.: Машиностроение, 2003. — 688 с. 4. Авраменко А.А., Себко В.П., Горкунов Б.М. Бесконтактное измерение удельной электрической проводимости // Дефектоскопия. — 1988. — № 12. — С. 77 — 80. 5. Авраменко А.А., Горкунов Б.М., Тюла И.В., Скопенко В.В. Определение поверхностных дефектов в поперечном электромагнитном поле ферромагнитных объектов // Вестник Национального технического университета "ХПИ". — 2010. — № 12.— С. 202 — 205.

СОДЕРЖАНИЕ

Чепурный Я.Н., Скляров И.Б. Моделирование конических спиральных антенн для ионосферной станции "Базис"
Белозёров Д.П., Скворцов Т.А. Марковская модель некогерентно рассеянного ионосферой сигнала
Чаган А.Е., Лялюк А.И. Система автоматической настройки на круговую поляризацию комплекса некогерентного рассеяния
Богомаз А.В. Модель системы обработки данных радара некогерентного рассеяния
Емельянов Л.Я., Кононенко А.А. Сезонные наблюдения ионосферы с помощью ионозонда "Базис" Института ионосферы29
Богомаз А.В., Котов Д.В., Сюсюк М.Н. Пространственная коррекция данных радара некогерентного рассеяния
Фисун А.В., Скворцов Т.А. Использование радаров некогерентного рассеяния для измерения геомагнитного поля в ионосфере
Щирый А.О., Недопекин А.Е. Математическое и программное обеспечение комплекса ЛЧМ-зондирования ионосферы49
Пидручная Н.А., Пуляев В.А. Влияние спектра зондирующего импульса на спектр сигнала некогерентного рассеяния
Живолуп Т.Г., Дзюбанов Д.А. Вариации параметров слоя F2 во время сильной магнитной бури 5 – 6 августа 2011 г. по данным радаров некогерентного рассеяния Харькова и EISCAT
Дзюбанов Д.А., Мирошников А.Е. Устранение искажений автокорреляционной функции некогерентно рассеянного сигнала в присутствии отражений от космического мусора
<i>Гринченко С.В.</i> Асимптотические приближения при вычислении ионной части спектральной функции некогерентно рассеянного сигнала76
Горкунов Б.М., Авраменко А.А., Львов С.Г., Горкунова И.Б. Картина распределения магнитного поля внутри цилиндрического изделия, находящегося в поперечном электромагнитном поле

ДЛЯ ЗАМЕТОК

ДЛЯ ЗАМЕТОК

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ВІСНИК

Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут"

Збірник наукових праць

Серія Радіофізика та іоносфера

№ 57 (963)

Науковий редактор: д.т.н., проф. Пуляєв В.О. Технічний редактор: к.ф.-м.н. Ляшенко М.В. Відповідальний за випуск: к.т.н. Обухова І.Б.

Адреса редколегії: 61002, м. Харків, МСП, вул. Червонопрапорна, 16 тел. +38 (057) 707-65-27; *e-mail: iion@kpi.kharkov.ua*

Об. вид. № 170-12

Підписано до друку 26.11.2012 р. Формат 60×90 1/16. Папір офсетний. Друк – ризографія. Гарнітура Times New Roman. Умовн. друк. арк. 6,00. Наклад 100 прим. Зам. № 085061.

Видавничий центр НТУ "ХПІ". Свідоцтво про державну реєстрацію суб'єкта видавничої справи ДК № 3657 від 24.12.2009 р.

61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Надруковано у СПДФО Ізрайлєв Є.М. Свідоцтво № 24800170000040432 від 21.03.2001 р. 61002, м. Харків, вул. Фрунзе, 16