

Учет магнитного поля Земли в задаче прикаустического зондирования ионосферы

В. Г. Галушко

Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 9 июня 1999 г.

Выполнен расчет траекторных характеристик КВ радиосигналов в окрестности границы мертвой зоны с учетом магнитного поля Земли. Предложена методика восстановления параметров ионосферы по данным измерений траекторных характеристик верхних и нижних лучей магнитоионных компонент зондирующих сигналов. Приведены результаты экспериментальных исследований.

Виконано розрахунки траекторних параметрів КХ радіосигналів поблизу границі мертвої зони з урахуванням магнітного поля Землі. Запропоновано методику відтворення параметрів іоносфери за даними вимірювання траекторних характеристик верхніх та нижніх променів магнітоіонних компонент зондуючих сигналів. Наведено результати експериментальних досліджень.

Многолетние исследования поведения прикаустических КВ полей на наклонных односкачковых радиотрассах [1,2] позволили сформулировать и решить задачу дистанционного зондирования ионосферы с использованием в качестве пробных радиосигналов излучения широкополосных наземных станций. Основным допущением при разработке методики прикаустической диагностики являлось пренебрежение анизотропией свойств ионосферной плазмы. Фактически, задача решалась в высокочастотном приближении, когда рабочая частота сигнала f значительно превышает гирочастоту электронов f_H . В качестве измеряемых параметров использовались углы прихода нижнего ϵ_n и верхнего ϵ_v лучей, а также разность фазовых путей ΔP между ними. Полутолщина зондируемого ионосферного слоя y_m полагалась заданной, а значения критической частоты $f_{кр}$ и высоты максимума слоя z_m определялись как функции времени. Правильность восстановления $f_{кр}(t)$ и $z_m(t)$ контролировалась различными методами: вертикальным зондированием в средней точке радиотрассы [3], многочастотным наклонным зондированием, прецизионными измерениями углов прихода и доплеровского смещения частоты. В большинстве случаев все проверки показали хорошее соответствие изотропного приближения распространения КВ сигналов для восстановления модельного профиля электронной концентрации.

В то же время, примерно в 15% случаев при переходе рабочей частоты f через значение $f_{МПЧF2}$ (максимально применимая частота (МПЧ) при отражении от слоя F2 ионосферы) на односкачковых радиотрассах длиной $D \leq 1000$ км последовательно наблюдаются фо-

кусировки двух магнитоионных компонент – обыкновенной “О” и необыкновенной “Х”. Вблизи простой каустики О-волны интерферируют три компоненты – нижние О и Х и верхний О лучи. Верхний Х луч является в большинстве случаев быстрозатухающим, и по мере удаления от каустики его влиянием можно пренебречь. На рис. 1 в качестве примера представлена запись результирующего

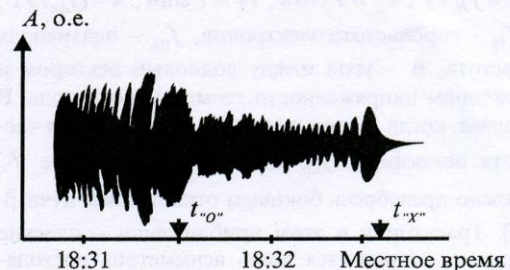


Рис. 1. Запись КВ сигнала при переходе рабочей частоты $f \approx 10$ МГц через значение МПЧ на трассе длиной $D \approx 640$ км

сигнала A (в относительных единицах) при переходе рабочей частоты $f \approx 10$ МГц через значение МПЧ на трассе длиной $D \approx 640$ км. Стрелками отмечены моменты фокусировок Х и О компонент – t_X и t_O соответственно. Измерения проводились на Радиоастрономической обсерватории (РАО) ИИ НАН Украины по методике, описанной в [1]. Регистрируемыми параметрами являлись углы места ϵ , энергетические спектры $S(F)$, вектор скорости \vec{V} перемещения дифрак-

ционной картины по поверхности Земли. В случае интерференции двух лучей определялась разность фаз между ними.

В данной работе рассмотрена задача восстановления профиля электронной концентрации ионосферы с учетом влияния магнитного поля Земли (МПЗ). Для расчетов, как и в работе [1], была использована параболическая аппроксимация высотного распределения электронной концентрации F -слоя, которая характеризуется высотой начала слоя z_0 , полутолщиной y_m и максимальной электронной концентрацией N_m :

$$N(z) = N_m \left[1 - \left(\frac{z_m - z}{y_m} \right)^2 \right], \quad z_m - y_m \leq z \leq z_m + y_m.$$

Наличие магнитного поля Земли приводит к тому, что ионосфера становится анизотропной, и даже в случае плоскостростистой ионосферы траектория волны становится несимметричной относительно точки отражения. Луч при этом испытывает боковое отклонение от волновой нормали на некоторый угол β [4]:

$$\text{tg} \beta = \pm \frac{(n^2 - 1) Y_L Y_T}{\sqrt{Y_T^4 + 4(1 - X)^2 Y_L^2}},$$

где n – показатель преломления ионосферы, $Y = f_H / f$, $Y_L = Y \cos \theta$, $Y_T = Y \sin \theta$, $X = (f_{\text{пл}} / f)^2$, f_H – гирочастота электронов, $f_{\text{пл}}$ – плазменная частота, θ – угол между волновым вектором и вектором напряженности геомагнитного поля. В случае, когда гирочастота f_H и критическая частота ионосферы $f_{\text{кр}}$ малы по сравнению с f , можно пренебречь боковым отклонением луча β [4]. Траектории в этом приближении – плоские кривые, сохраняется лишь асимметрия восходящего и нисходящего участков. Среда в этом случае считается квазиизотропной.

Расчет характеристик траекторий сигналов проводился методом геометрической оптики в квазипродольном приближении для показателя преломления n вида [5]:

$$n^2 = 1 - X \left\{ 1 - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1 - X)} \pm Y^2 \cos^2 \theta \right\}^{-1}$$

(здесь и далее знаки “+” и “-” относятся соответственно к обыкновенной и необыкновенной волне). Выбор такой методики расчета в данном случае оправдан, поскольку оценки показывают, что угол θ колеблется в пределах $5 \div 45^\circ$, что соответствует условиям квазипродольного приближе-

ния $Y^4 \sin^4 \theta \ll 4(1 - X)^2 \cos^2 \theta$ и $0^\circ \leq \theta \leq 62^\circ$. Были получены формулы для расчета дальности одного скачка D и фазовых путей P обыкновенной и необыкновенной волн:

$$D_{O,X} = 2z_0 \text{ctg} \epsilon + y_m \alpha \sqrt{1 \pm Y} \cos \epsilon \ln \left| \frac{1 + \alpha \sqrt{1 \pm Y} \sin \epsilon}{1 - \alpha \sqrt{1 \pm Y} \sin \epsilon} \right|$$

и

$$P_{O,X} = \frac{2z_0}{\sin \epsilon} + \frac{y_m}{2\sqrt{1 \pm Y}} \times \left[2 \sin \epsilon + \left((1 \pm Y)(1 + \cos^2 \epsilon) \alpha - \frac{1}{\alpha} \right) \ln \left| \frac{1 + \alpha \sqrt{1 \pm Y} \sin \epsilon}{1 - \alpha \sqrt{1 \pm Y} \sin \epsilon} \right| \right],$$

где $\alpha = f / f_{\text{кр}}$.

На рис. 2 в плоскости параметров z_m , $f_{\text{кр}}$ для радиотрассы длиной $D = 640$ км и рабочей частоты $f = 10$ Гц построены изолинии разности фазовых путей нижнего и верхнего лучей для необыкновенной ΔP_X и обыкновенной ΔP_O компонент. Здесь же изображены изолинии углов прихода нижних X и O лучей. Расчеты были выполнены численно для $f_H = 1.4$ МГц.

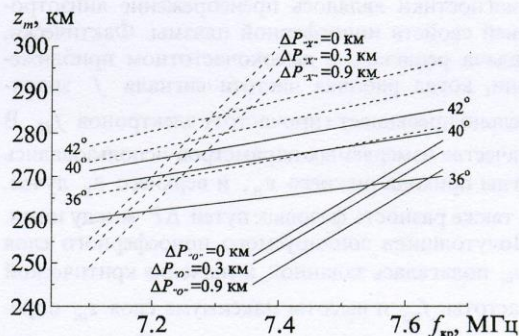


Рис. 2. Изолинии разности фазовых путей ΔP и углов прихода нижних лучей ϵ_n , магнитоионных компонент сигнала: — O компонента, X компонента

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными (разности фазовых путей определялись по количеству периодов интерференционных замираний, а углы прихода сигналов – с помощью остронаправленной антенны декаметрового радиотелескопа УТР-2) позволило восстановить ионосферные параметры как функции времени. Из рис. 2 легко оценить погрешность восстановления ионосферных параметров, обусловленную конечной точностью измерения углов прихода. Ширина диаграммы направлен-

ности УТР-2 составляет $\sim 2^\circ$ для $f = 10$ МГц, что позволяет, например, методом равноточностной зоны определять ϵ с точностью $\pm 0.5^\circ$. Таким образом, погрешность измерения критической частоты $\delta f_{кр} \approx \pm(20 \div 30)$ кГц, а высоты максимума $\delta z_m \approx \pm(2 \div 3)$ км. Отметим, что такие же значения получаются и для изотропной модели [1].

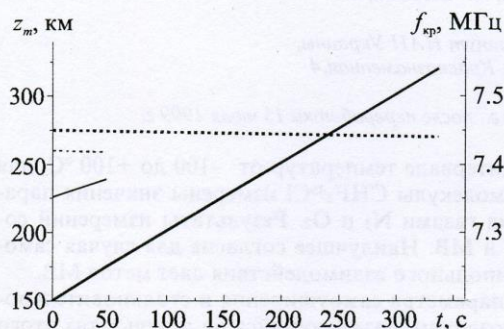


Рис. 3. Значения $f_{кр}(t)$ и $z_m(t)$, восстановленные по данным зондирования:
 $z_m (f_H = 1.4 \text{ МГц})$, — $f_{кр} (f_H = 1.4 \text{ МГц})$,
 $z_m (f_H = 0 \text{ МГц})$, — $f_{кр} (f_H = 0 \text{ МГц})$

В качестве примера на рис. 3 изображены зависимости $f_{кр}(t)$ и $z_m(t)$, полученные по предложенной методике для одного из сеансов наблюдений. В интервале между фокусировками X (начало координат) и O компонент (момент времени t_O на рис. 1) $f_{кр}(t)$ и $z_m(t)$ аппроксимировались линейными функциями, что соответствует ионосферным прогнозам во время проведения экспериментов [6]. Здесь же для сравнения приведены значения $f_{кр}(t)$ и $z_m(t)$, определенные в соответствии с [1] без учета МПЗ. Отличие между критическими частотами составляет примерно 0.15 МГц, а высот максимума — 15 км.

Для проверки правильности восстановления ионосферных параметров использовались два подхода. Первый состоял в том, что в некоторый момент времени t_1 , лежащий в интервале между фокусировками X и O компонент, с помощью антенны радиотелескопа УТР-2 измерялся угол прихода нижнего луча ϵ_n^X необыкновенной составляющей. Это значение сравнивалось с расчетами ϵ_n^X для восстановленных параметров ионосферы $f_{кр}(t_1)$ и $z_m(t_1)$. Значения измеренного и рассчитанного углов прихода отличались не более чем на полуширину диаграммы направленности радиотелескопа УТР-2.

При втором подходе использовалась гипотеза “замороженного” переноса каустики вдоль поверхности Земли [1]. Для значений ионосферных параметров, соответствующих фокусировке X компоненты $f_{кр}(t_X)$ и $z_m(t_X)$, граница “мертвой” зоны для O волны находится на расстоянии D_O от передатчика. Определить D_O можно, зная скорость перемещения дифракционной картины по поверхности Земли (методика ее определения описана в [5]) и разность моментов фокусировок X и O компонент. В рассматриваемом примере для D_O было получено значение (700 ± 10) км, что, учитывая погрешность измерений, совпадает с расчетами для восстановленных параметров ионосферы.

Таким образом, в модельном представлении при учете МПЗ удается с высокой точностью восстанавливать параметры ионосферного слоя, которые непротиворечиво описывают изменение траекторных характеристик КВ сигналов вблизи каустик обыкновенной и необыкновенной компонент.

Автор признателен Ю. М. Ямпольскому за полезные замечания и обсуждения, а также Г. В. Литвиненко за помощь в обработке результатов измерений.

Литература

1. V. G. Galushko and Y. M. Yampolski. Radio Sci. 1996, 31, No. 5, pp. 1109-1118.
2. П. В. Блюх, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский. В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. Ленинград, Изд-во ЛГУ, 1986, с. 153-165.
3. В. С. Белей, В. И. Водолазкин, В. Г. Галушко и др. Геомагнетизм и аэрономия. 1990, 30, №6, с. 979-985.
4. В. Г. Кривостецкий, Т. Е. Рыжкина, М. В. Назарова. В сб.: Труды XXXV Всесоюзной научной сессии, посвященной Дню Радио. Москва, Сов. радио, 1980.
5. К. Дэвис. Радиоволны в ионосфере. Москва, Мир, 1973, 496 с.
6. Т. А. Ануфриева, Б. С. Шапиро. В сб.: Ионосферные исследования. Москва, Наука, 1969, №17, с. 58-77.
7. В. Г. Галушко Изв. вузов. Радиофизика. 1984, 27, №12, с. 1491-1496.

Allowance for Geomagnetic Field in a Problem of Near-Caustic Ionospheric Sounding

V. G. Galushko

HF signal trajectory parameters have been calculated in the vicinity of the skip distance with account of the geomagnetic field. A technique is suggested to recover ionospheric parameters from measured trajectory characteristics of the upper and lower rays of the magneto-ionic components of the probe signals. Results of the measurements are presented.