УДК 537.86
DOI: 10.12737/szf-61202009

Поступила в редакцию 10.07.2019
Принята к публикации 17.10.2019

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ N_e НА ИРКУТСКОМ РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

FEATURES OF N_e RECOVERY AT THE IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

С.С. Алсаткин
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, alss@iszf.irk.ru

А.В. Медведев
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, medvedev@iszf.irk.ru

К.Г. Ратовский
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, ratovsky@iszf.irk.ru

S.S. Alsatkin
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, alss@iszf.irk.ru

A.V. Medvedev
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, medvedev@iszf.irk.ru

K.G. Ratovsky
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, ratovsky@iszf.irk.ru

Аннотация. В статье представлен новый метод восстановления профиля электронной концентрации (N_e) по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР). Данный метод разработан с учетом эффекта Фарадея — вращения плоскости поляризации волны, приводящего к замираниям сигнала на выходе линейно поляризованной антенны ИРНР. Концепция метода заключается в фитировании высотного хода электронной концентрации параметрической моделью. В качестве модели использовалась комбинация двух слоев Чепмена. Данный подход позволил реализовать полностью автоматический режим обработки данных и повысить устойчивость восстановления профиля N_e, особенно по данным, полученным в период низкой солнечной активности, когда отношение сигнал/шум мало. Повышение точности стало возможным благодаря исключению ряда операций, приводящих к неустойчивости восстановления данных в присутствии шумов. Новый метод позволил в полностью автоматическом режиме провести обработку длинных рядов данных в период 2007–2015 гг.

Ключевые слова: некогерентное рассеяние, ионосфера, электронная концентрация, слой Чепмена.

Abstract. The article presents a new method of restoring the electron density profile (N_e) according to data from the Irkutsk Incoherent Scatter Radar (IISR). This method has been developed taking into account the Faraday rotation of the polarization plane, which leads to fading at the output of the IISR linearly polarized antenna. The concept of the method consists in fitting a height variation of electron density by a parametric model. As the model, a combination of two Chapman layers was used. This approach made it possible to implement a fully automatic data processing mode and increase the stability of the recovery of the N_e profile, especially according to data obtained during a period of low solar activity when the signal-to-noise ratio is low. Accuracy was increased by eliminating a number of operations leading to instability of data recovery in the presence of noise. The new method enabled fully automatic processing of long data series in the period 2007–2015.

Keywords: incoherent scatter, ionosphere, electron density, Chapman layer.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что методу некогерентного рассеяния (НР) уже более пятидесяти лет, он до сих пор остается самым информативным. Метод НР позволяет по рассеянию высокочастотной электромагнитной волны (частота больше плазменной) на слабых флуктуациях диэлектрической проницаемости плазмы восстановить в широком диапазоне высот (50–1000 км) [Dougherty, Farley, 1961] такие параметры ионосферы, как электронная концентрация N_e, температуры ионов T_i и электронов T_e и ряд других характеристик.

Практическая реализация задачи восстановления параметров ионосферы из данных, полученных методом НР, является чрезвычайно сложной. При ее реализации необходимо учитывать, что сам рассеянный сигнал является очень слабым. Отношение сигнал/шум значительно меньше единицы, поскольку только незначительная часть энергии волны рассеивается на малых флуктуациях диэлектрической проницаемости. Поэтому для обнаружения сигнала обратного рассеяния необходимо использовать установки, имеющие как большой энергетический потенциал, так и высокую чувствительность, что требует использования самых передовых достижений в области электроники и смежных с ней дисциплин. Кроме того, при восстановлении параметров плазмы используются процедуры, относящиеся к классу обратных задач [Tarantola, 1987].

В качестве экспериментальных данных в ионосферных наблюдениях выступают две величины: зависимость мощности сигнала от высоты для определения N_e и распределение плотности рассеянной энергии по частоте, позволяющее определить ионную и электронную температуры и ионный состав плазмы по форме спектра. Судить о скорости движения плазмы как целого вдоль луча зрения позволяет смещение спектра по частоте вследствие эффекта Доплера. Связывающим звеном является радиолокационное уравнение [Суни и др., 1989], которое также учитывает параметры приемо-передающего тракта радара и форму используемого зондирующего сигнала.

В силу того что модели, описывающие, например, спектр флуктуаций [Ахиезер и др., 1974], являются многопараметрическими и нелинейными, процедуры поиска значений параметров становятся некорректными, а решения неустойчивыми. Поэтому методы анализа сигналов НР, так же как и установки, продолжают развиваться [Holt et al., 1992; Vierinen et al., 2007], чтобы соответствовать растущим требованиям к точности и устранению неоднозначности при восстановлении высотных профилей ионосферных параметров.

Чтобы отвечать современным требованиям, предъявляемым к ионосферным измерениям, проведена модернизация единственного в России радара НР — Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР) [Жеребцов и др., 2002; Потехин и др., 2008; Potekhin et al., 2009]. Антенна ИРНР излучает и принимает сигнал строго линейной поляризации, что отличает его от всех существующих радаров. С одной стороны, это требует разработки новых методов обработки сигнала НР, с другой стороны, позволяет по замираниям сигнала, обусловленным эффектом Фарадея, т. е. вращением плоскости поляризации волны, восстановить абсолютные значение N_e.

Модернизация аппаратно-программного комплекса ИРНР открыла новые возможности для диагностики ионосферы методом НР. Одновременно началась разработка новой методики восстановления параметров ионосферной плазмы с целью устранить недостатки ранее разработанного алгоритма [Шпынев, 2000; Shpynev, 2004]. Согласно работе [Шпынев, 2000], можно заключить, что к слабым местам старого алгоритма относятся: обращение свертки профиля мощности сигнала НР с зондирующим сигналом; умножение фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала на квадрат дальности, обусловливающее квадратичное нарастание уровня шумов; нереальные вариации восстановленной N_e вблизи минимума профиля мощности даже при малых изменениях шумов в этой области; дифференцирование фазы. В совокупности данные проблемы приводят к неустойчивости при определении ионосферных параметров. Наиболее заметно это проявляется в минимуме солнечной активности из-за низкого отношения сигнал/шум и минимального числа фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала. Кроме того, старый алгоритм требует ручной обработки. Для устранения данных недостатков и повышения точности восстановления параметров ионосферной плазмы был разработан новый, не требующий ручной обработки метод.

ОБЗОР МЕТОДОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Согласно теории некогерентного рассеяния, существуют три основных способа восстановления высотного профиля $N_e(r)$: 1) измерение полной мощности принятого сигнала; 2) измерение профиля фарадеевского вращения; 3) измерение плазменной линии.

Первый из способов является наиболее простым для определения высотного хода N_e. В этом случае в эксперименте при передаче и приеме используется поляризованная по кругу электромагнитная волна и профиль мощности становится пропорциональным N_e. Абсолютные значения N_e восстанавливаются с помощью нормировки на максимум электронной концентрации, измеряемой, например, расположенным вблизи ионозондом. Поправка на соотношение электронной и ионной температур осуществляется по данным корреляционных измерений. Из-за простоты таких измерений на большинстве радаров НР стараются использовать поляризованный по кругу сигнал и/или приемную антенну с круговой поляризацией, таким образом исключая эффект Фарадея.

Тем не менее эффект Фарадея используется при восстановлении высотного профиля N_e и на радарах, антенны которых имеют круговую поляризацию, например, на РНР в Харькове [Ткачев, Розуменко, 1972]. Поскольку на данном радаре невозможно полностью устранить влияние друг на друга ортогональных составляющих принимаемого сигнала, для таких измерений была разработана специальная методика восстановления высотного профиля N_e [Григоренко, 1979], основанная на анализе экстремальных точек профиля мощности. Метод эффективно работает на высотах слоя F2 при высокой электронной концентрации в дневное время суток. При низкой электронной концентрации обычно не хватает экстремальных точек для восстановления структуры N_e с приемлемым разрешением по высоте.

В случае ИРНР излучается и принимается только линейно поляризованная электромагнитная волна, что приводит к значительному усложнению процедуры восстановления высотного хода N_e. Распространяясь в ионосферной плазме, находящейся во внешнем магнитном поле Земли, линейно поляризованная электромагнитная волна распадается на обыкновенную и необыкновенную волны. Из-за различия их фазовых скоростей наблюдается фарадеевское вращение плоскости поляризации суммарного сигнала [Гинзбург, 1967], вследствие чего в уравнении радиолокации, описывающем мощность принятого сигнала НР для линейно поляризованной приемной антенны, появляется зависимость от угла поворота вектора поляризации электромагнитной волны [Бернгардт, 2000]:

$$P(\tau)=\frac{PG_0^2\lambda^2\pi r_e^2}{(4\pi)^3}\int F_{tr}(\varepsilon,\gamma)F_r(\varepsilon,\gamma)\cos\varepsilon d\varepsilon d\gamma\times$$
$$\times\int\frac{N_e(r)\cos^2(\Omega(r))}{1+T_e(r)T_i(r)}\left|a\left(\tau-\frac{2r}{c}\right)\right|^2\frac{dr}{r^2}+Q(\tau), \quad (1)$$

где P — излучаемая мощность; G_0 — коэффициент усиления антенны; λ — длина волны излучения; r — высота по лучу радара; $a(\tau)$ — форма зондирующего импульса; $F_{tr}(\varepsilon, \gamma)$, $F_r(\varepsilon, \gamma)$ — модуль функции, описывающей форму диаграммы направленности по полю при излучении и приеме; $Q(\tau)$ — шумы как природного происхождения, так и аппаратурные; $\Omega(r)$ — угол поворота плоскости поляризации волны, пропорциональный интегральному содержанию электронов вдоль пути распространения [Evans, 1969; Shpynev, 2004]:

$$\Omega(r)=\frac{e^3}{2\varepsilon_0 m_e^2\omega_0^2 c}\int_0^r N_e(z)B(z)\cos\alpha dz, \quad (2)$$

где ω_0 — несущая частота; e — заряд электрона; ε_0 — диэлектрическая постоянная; m_e — масса электрона; c — скорость света; z — высота; $B(z)$ — геомагнитное поле.

Процедура восстановления высотного профиля абсолютных значений N_e из сигнала с фарадеевскими вариациями профиля мощности подробно описана в работе [Шпынев, 2000; Shpynev, 2004]. Однако данная методика имеет как преимущество в виде возможности восстанавливать мелкомасштабные неоднородности, так и недостатки, описанные выше. Стоит обратить внимание на значительную чувствительность алгоритма к уровню шума, выражающуюся в неустойчивости определения параметров ионосферной плазмы, что послужило основной причиной значительных искажений восстановленных высотных профилей электронной концентрации в период минимума солнечной активности. Ниже рассмотрим кратко данную методику.

Как видно из уравнения (1), для начала необходимо решить уравнение свертки относительно ядра $\left|a\left(\tau-\frac{2r}{c}\right)\right|^2$. Данная процедура является обращением свертки, ее задача — устранить влияние зондирующего сигнала, приводящее к тому, что минимумы фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала размазываются и не опускаются до уровня шума, что отчетливо видно на рис. 1. Задача обращения свертки относится к классу некорректных задач, требующих использования специальных регуляризирующих алгоритмов, а ее решение проявляет неустойчивость, значительно усиливающуюся в шумах.

Сама процедура обращение свертки подробно описана в работе [Voronov, Shpynev, 1998]. Для преодоления неустойчивости основной упор делался на такое свойство зондирующего импульса, как его прямоугольность, и задача решалась для почти прямоугольного ядра. При использовании сложных сигналов (например, фазоманипулированных) данный алгоритм обращения свертки неприменим. Согласно

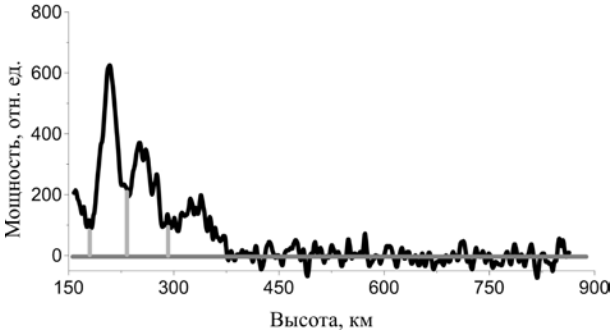

Рис. 1. Влияние зондирующего импульса

ему уравнение (1) преобразуется в следующее выражение:

$$\tilde{P}(r)=\pi r_e^2 A\frac{N_e(r)\cos^2(\Omega(r))}{r^2(1+T_e(r)/T_i(r))}+\tilde{Q}(r), \quad (3)$$

где A — коэффициент, зависящий от технических характеристик антенной системы.

Именно на основе уравнения (3) решается задача восстановления профиля $N_e(r)$. Данное уравнение имеет двоякую зависимость от концентрации $N_e(r)$. С одной стороны, она входит в него сомножителем, с другой стороны, она входит в выражение для фазы $\Omega(r)$ и в соответствии с выражением (2) является производной от нее:

$$N_e(r)=\frac{1}{\gamma}\frac{d\Omega(r)}{dr}, \quad (4)$$

где

$$\gamma=\frac{e^3 B_0\cos\alpha}{2\varepsilon_0 m_e^2\omega_0^2 c}.$$

Подставив выражение (4) в (3), умножив обе части на выражение $r^2(1+T_e(r)/T_i(r))$ и проинтегрировав, получим

$$\frac{1}{\pi r_e^2 A}\int_0^r\tilde{P}(\vec{r})\vec{r}^2(1+T_e(\vec{r})/T_i(\vec{r}))d\vec{r}+$$
$$+\frac{1}{\pi r_e^2 A}\int_0^r\tilde{Q}(\vec{r})\vec{r}^2(1+T_e(\vec{r})/T_i(\vec{r}))d\vec{r}= \quad (5)$$
$$=\Omega(r)+\frac{\sin(2\Omega(\vec{r}))}{2}+c.$$

Из выражения (5) видны основные факторы, приводящие к неустойчивости алгоритма. Первый — умножение мощности шума на квадрат дальности приводит к квадратичному нарастанию уровня шума, что является существенным на больших высотах, где отношение сигнал/шум значительно снижается. Второй — наличие в минимумах профиля мощности одного шума, малые изменения которого провоцируют нереальные вариации $N_e(r)$, что требует ручного задания положения всех минимумов и принятия специальных мер в их окрестностях при расчете фазы. При восстановлении $N_e(r)$, как видно из выражения (4), необходимо дифференцирование найденной фазы. Данная операция приводит к значительным изменениям получаемых значений в случае даже незначительных изменений фазы.

Вышеописанные причины не позволяют создать полностью автоматизированную процедуру восстановления высотно-временного поведения N_e. Ниже приводится метод автоматизированной обработки данных, полученных на ИРНР, учитывающий особенности радара (линейную поляризацию).

СТРУКТУРА НОВОГО МЕТОДА

Значительно повысить устойчивость алгоритма восстановления высотного профиля электронной концентрации можно при использовании параметрических моделей. Такой подход удовлетворяет современным требованиям к измерениям и в последнее время достаточно широко используется. Метод заключается в определении параметров ионосферной плазмы непрерывно во всем исследуемом диапазоне высот [Holt et al., 1992; Lehtinen, Huuskonen, 1996].

В этом случае задача восстановления параметров в общем виде будет состоять из нескольких шагов. Первый шаг — выбор параметрической модели, описывающей поведение изучаемого объекта. Второй шаг — определение способа поиска параметров модели и регуляризирующих алгоритмов. Как правило, способы определения сводятся к процедуре фитирования (подгонка модельной функции к экспериментальным данным) и являются стандартными. Заключительным шагом является непосредственное определение параметров, при которых выбранная модель наилучшим способом описывает экспериментальные данные.

В случае ИРНР при задании параметрической модели профиля $N_e(r)$ становится возможным исключить дифференцирование фазы $\Omega(r)$. Устраняется также квадратичное нарастание уровня шума при умножении на квадрат дальности вследствие отсутствия последних в модели. Использование модели, задающей полностью весь высотный ход $N_e(r)$, позволяет избежать при малых изменениях шумов нереальных вариаций N_e, возникающих в минимумах профиля мощности при расчете $N_e(r)$ в каждой точке. Вместо процедуры обращения свертки учет формы зондирующего импульса осуществляется стандартной процедурой свертки модельного профиля мощности и функции неопределенности используемого в эксперименте сигнала.

Прежде чем приступить к подробному описанию методики, рассмотрим кратко используемые при ее создании приближения и особенности работы ИРНР. Проведенная программная и техническая модернизация ИРНР позволила использовать в ионосферных измерениях на постоянной основе сложные сигналы, например с фазовой модуляцией. Сигналы такого типа дают возможность найти компромисс между высотным разрешением и энергией излучаемого сигнала. Основным видом фазовой манипуляции в экспериментах является код Баркера. С его помощью удается получать информацию о параметрах среды с пространственным разрешением единицы километров (от 1.5 до 6 км при длительности импульса ~200 мкс и кодах Баркера 5–13). Достигнутое пространственное разрешение за счет использования сигналов с фазовой манипуляцией позволило в первом приближении исключить обращение свертки. Отношение температуры электронов к температуре ионов считается равным единице во всем высотном диапазоне. С использованием этих приближений радиолокационное уравнение (1) можно значительно упростить:

$$\tilde{P}(r) = \pi r_e^2 A \frac{N_e(r)\cos^2\left(\Omega(r)\right)}{r^2}. \qquad (6)$$

Как уже говорилось выше, высотно-временное поведение электронной концентрации восстанавливается из экспериментально измеренной мощности рассеянного сигнала. Непосредственно в эксперименте наблюдается двумерная последовательность — дискретный набор из N отсчетов с известным шагом по времени дискретизации, описывающих высотно-временное поведение квадрата суммы сигнала НР и шума. Такая высотная последовательность из N отсчетов представляет собой одну реализацию. Низкое отношение сигнал/шум требует использования статистических методов [Bard, 1974; Dennis, Schnabel, 1983] для описания экспериментальных данных НР. В нашей работе предполагается, что шум, присутствующий в эксперименте, распределен по нормальному закону. Тогда, основываясь на центральной предельной теореме, можно дать вероятностные оценки дисперсии и средней мощности рассеянного сигнала, интегрируя независимые реализации принятого сигнала в промежутке времени, в котором ионосферу можно считать неизменной. На практике для накопления достаточной статистики необходимо усреднение минимум 3000 независимых реализаций (что при частоте повторения импульсов в 24.4 Гц составляет 4 мин), а в большинстве экспериментов время усреднения составляет до 15 мин. На рис. 2 представлены примеры высотных профилей мощности НР-сигнала для условий, соответствующих дневной, вечерней и ночной ионосфере в летний сезон при низкой солнечной активности.

Границей начала ионосферы принято считать высоту ~50 км, однако для ИРНР рельеф местности вносит ограничения на минимальную высоту, на которой можно получить сигнал НР [Потехин и др., 2008; Potekhin et al., 2009]. Отражения от гор в интервале высот до ~160 км имеют амплитуду, значительно превышающую амплитуду рассеянного сигнала, что не позволяет выделить сигнал НР с высот ниже 160 км. По этой причине в дальнейшем используется однослойная модель профиля электронной концентрации для диапазона высот слоя F2. В настоящее время для ИРНР разрабатываются методы вычитания помех от объектов рельефа местности [Tashlykov et al., 2019], что предполагает усложнение используемой модели профиля электронной концентрации.

Геомагнитное поле в работе [Shpynev, 2004] считается постоянным, однако модели показывают его высотную зависимость для диапазона 100–1000 км (максимальное изменение в два раза). В наших расчетах высотная зависимость геомагнитного поля задается моделью IGRF [Tsyganenko, 2002a, b].

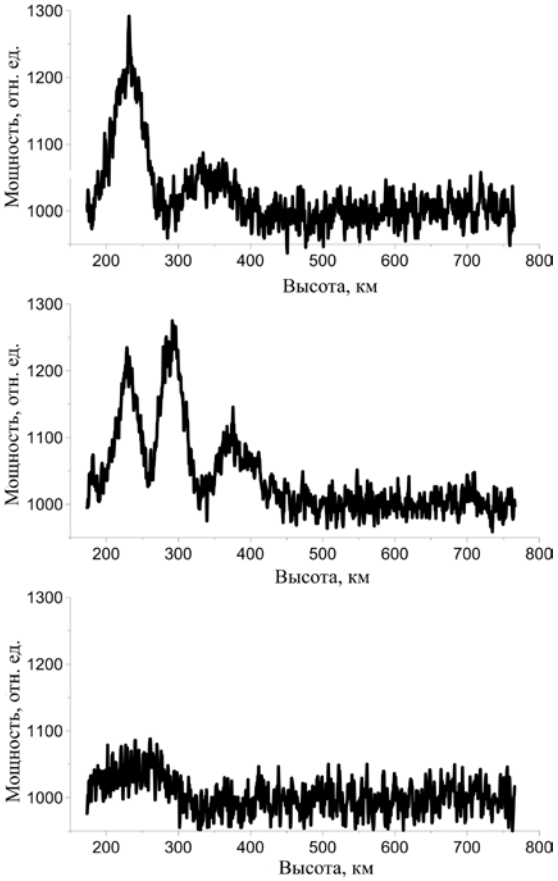

Рис. 2. Высотные профили мощности НР-сигнала (сверху вниз) для условий вечерней, дневной и ночной ионосферы в летний сезон при низкой солнечной активности

В качестве способа определения оптимальных параметров модели, при которых она с наибольшей достоверностью повторяет экспериментальные данные, используем метод наименьших средних квадратов:

$$\delta = \Sigma\left(Y_э(r_i) - P_0(r_i, \vec{x})\right)^2 \to \min. \quad (7)$$

Здесь $Y_э(r_i)$ — экспериментальные данные; P_0 — параметрическая модель; r_i — дальность вдоль луча радара, вектор $\vec{x}$ содержит параметры модели, которые необходимо определить. Однако, вне зависимости от выбранной модели, необходимо учитывать коэффициент усиления приемного тракта и уровень шумов. Обе эти величины могут зависеть от времени, и их учет эквивалентен введению в модель двух дополнительных параметров:

$$\delta = \Sigma\left(Y_э(r_i) - AP_0(r_i, \vec{x}) - C\right)^2 \to \min, \quad (8)$$

где A — коэффициент усиления; C — уровень шумов.

Параметры модели (A и C), входящие линейно в выражение (8), можно определить из решения системы линейных уравнений, которая может быть получена из условия равенства нулю частных производных по данным параметрам. Нелинейные параметры определяются либо перебором, либо градиентными методами. Одним из таких параметров является начальный набег фазы, обусловленный невозможностью измерять на ИРНР мощность сигнала для высот ниже 160 км.

Детальное описание метода начнем с априорной информации для определения начального набега фазы в зависимости от времени. Данная информация необходима для автоматизации метода. В радиолокационное уравнение (6) входит интеграл от электронной концентрации, и потеря информации о поведении мощности полезного сигнала на высотах до 160 км, вызванная ограничением на минимальную высоту приема, приводит к невозможности определить модельный профиль НР-сигнала. Введем параметр Ω_0 — интеграл от электронной концентрации в диапазоне высот 50–160 км:

$$\Omega(r) = \gamma\int_0^r N_e(z)B(z)\cos\alpha dz = \\ = \Omega_0(r_0) + \gamma\int_0^r N_e(z)B(z)\cos\alpha dz, \quad (9)$$

где r_0 — высота (в нашем случае ~160 км), выше которой начинает регистрироваться рассеянный сигнал от ионосферной плазмы.

Как можно видеть, невязка зависит от параметра Ω_0 нелинейным образом и нахождение Ω_0 является сложной задачей, поскольку необходимо обеспечить устойчивость и единственность решения. В данной работе мы будем использовать метод прямого перебора для нахождения Ω_0, поэтому в первую очередь необходимо определить область допустимых значений для данного параметра. Согласно радиолокационному уравнению (6), мощность принятого ИРНР сигнала зависит от угла поворота плоскости поляризации как квадрат косинуса. Косинус обращается в нуль при значении аргумента $\pi/2 + \pi n$, при этом первый ноль $\cos(\pi/2)$ соответствует первому минимуму мощности сигнала. Проследим по экспериментальным данным, как меняются высоты первого минимума и первого максимума мощности сигнала в зависимости от времени суток и сезона.

На рис. 3 представлены высотно-временные изменения мощности НР-сигнала 01.01.2014. Видно, что в 0–1 UT (рассвет по местному времени) наблюдаются первый максимум фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала на высоте ~250 км и следующий за ним первый минимум на высоте ~350 км. В интервале 02–07 UT (дневные условия) первый максимум фарадеевских вариаций профиля мощности опускается до высот меньше 160 км, тогда как высота первого минимум остается больше 160 км. В оставшуюся часть дня (с 08 UT) первые максимум и минимум снова начинают подниматься, достигая наибольших высот в ночное время (14–22 UT). С рассветом (после 22 UT) поведение этих структур повторяется.

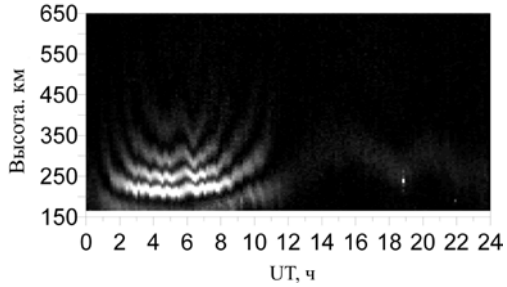

Рис. 3. Поведение высотно-временного профиля фарадеевских вариаций мощности сигнала 01.01.2014 (LT=UT+7)

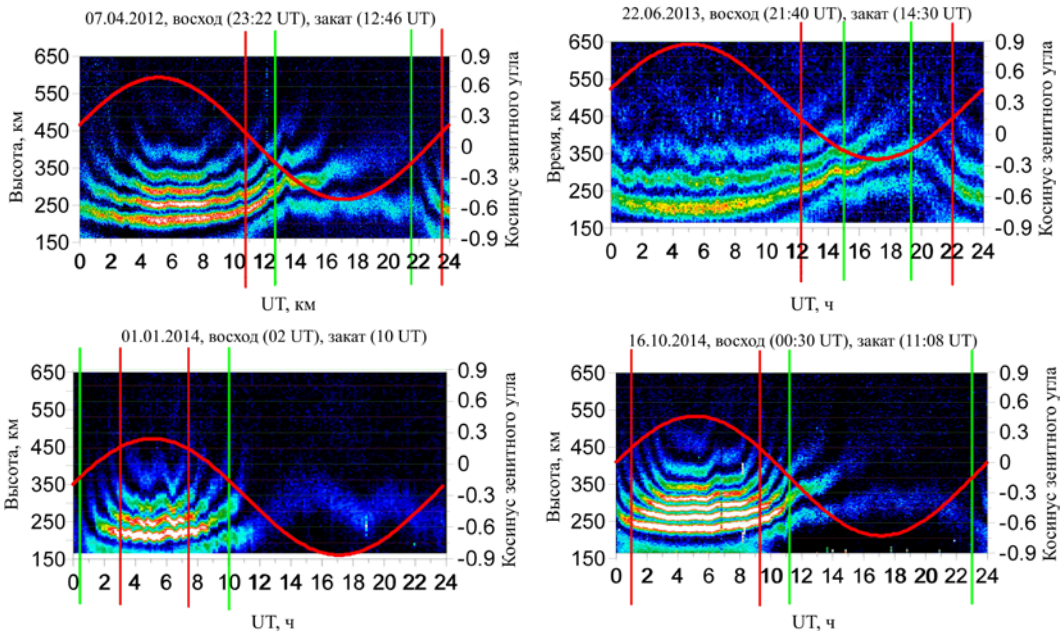

Рис. 4. Высотно-временное поведение мощности принятого сигнала, модулированного эффектом Фарадея, соответствующее зимнему, весеннему, летнему, осеннему периодам (LT=UT+7): красная кривая — суточный ход косинуса зенитного угла Солнца; вертикальные красные линии отмечают переходы от дня к закату и от рассвета ко дню; зеленые — от заката к ночи и от ночи к рассвету

Диапазон высот первого минимума фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала в зависимости от времени суток

	день	закат	ночь	рассвет
Диапазон высот, км	160–240	190–300	250–450	230–400

На рис. 4 представлены высотно-временные вариации мощности сигнала, модулированного эффектом Фарадея, измеренные в зимний, весенний, летний и осенний сезоны, и соответствующие этим сезонам суточные вариации косинуса зенитного угла Солнца (красная кривая) [Даффет-Смит, 1982]. Для формализации расчетного алгоритма удобно ассоциировать вариации первого максимума и минимума мощности с суточными изменениями зенитного угла Солнца в разные сезоны. Видно, что высотная область локализации первого минимума мощности сигнала (первый ноль, следовательно, и Ω_0) определяется главным образом временем суток и практически не зависит от сезона. Для привязки высот расположения первого нуля к зенитному углу были выделены четыре промежутка времени: ночь, рассвет, день, закат. При этом день и ночь представляют собой интервалы суток, разделенные рассветом и закатом. Полагается, что закат — это временной интервал, на котором происходит подъем первого максимума. Ему соответствуют значения косинуса зенитного угла Солнца в диапазоне от 0.15 до –0.15. В свою очередь, рассвет — это временной интервал, на котором происходит снижение первого максимума, а изменения косинуса зенитного угла Солнца лежат в диапазоне от –0.15 до 0.15. Вертикальные линии на рис. 4 разграничивают переходы от дня к закату и от рассвета ко дню (красные линии), от заката к ночи и от ночи к рассвету (зеленые линии). Диапазоны изменения высоты первого нуля для каждого временного промежутка, определенные по большой статистике, приведены в таблице.

Как можно видеть на рис. 4, высота первого минимума мощности сигнала никогда не становится меньше минимальной доступной для наблюдения (~160 км). Дальнейший анализ большого массива как новых, так и старых экспериментальных данных показал, что описанное поведение первого минимума мощности сигнала повторяется для различных сезонов и уровней солнечной активности. Таким образом, Ω_0 (9) может изменяться от 0 до $\pi/2$ (при переборе для подстраховки используется диапазон $[0, \pi/2+\pi/10]$). В задачах многопараметрической оптимизации важным является обеспечение устойчивости решения.

Данная статистика используется для регуляризации. При переборе значений Ω_0 учитываются только те Ω_0, для которых соответствующая высота первого нуля лежит в диапазонах, приведенных в таблице. Использование такой регуляризации позволило создать полностью автоматический алгоритм.

Перейдем к рассмотрению практической реализации метода. В качестве модельного профиля использовалась комбинация двух слоев Чепмена. Слой Чепмена — наиболее распространенное приближение, которое к тому же является основным при восстановлении высотного профиля N_e выше максимума ионизации на ионозонде. К его достоинствам следует отнести гладкость, что важно при решении нелинейных задач, относящихся к классу обратных, однако данная модель не позволяет описывать мелко-

масштабные вариации. Аналитическое выражение для слоя Чепмена в случае различных толщин выше и ниже высоты максимума имеет вид

$$N_e(z) = N_m F2 \times$$
$$\times \exp\left(1 - x - \exp(-x)\right) \begin{cases} x = \dfrac{z - h_m F2}{H_B} \text{ при } z < h_m F2 \\ x = \dfrac{z - h_m F2}{H_T} \text{ при } z \geq h_m F2, \end{cases}$$

где z — высота; $N_m F2$ — максимум электронной концентрации; $h_m F2$ — высота максимума; H_B и H_T — толщина внутренней (ниже $h_m F2$) и внешней (выше $h_m F2$) ионосферы соответственно. Данные параметры наряду с фазой Ω_0 являются неизвестными, которые необходимо определить. На рис. 5 изображен модельный профиль электронной концентрации с указанием его четырех параметров.

Для данных параметров также необходимо определить область их изменения. Так, максимум электронной концентрации ($N_m F2$) изменяется в пределах $[0.5 \div 32] \cdot 10^5$ см$^{-3}$ с шагом $0.5 \cdot 10^5$ см$^{-3}$; высота максимума электронной концентрации ($h_m F2$) изменяется от 200 до 450 км с шагом 5 км; диапазон изменения нижней и верхней полутолщины слоя F2 — от 20 до 160 км с шагом 5 км. При необходимости шаг и диапазоны можно варьировать.

Работает алгоритм следующим образом. Для всех возможных значений переменных $N_m F2$, $h_m F2$, H_B и H_T строится набор модельных профилей N_e. Затем для каждого профиля N_e (поведение магнитного поля с высотой задано предварительно) вычисляется профиль угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны по формуле

$$\Omega(r) = \frac{e^3}{2\varepsilon_0 m_e^2 \omega_0^2 c} N_m F2 \times$$
$$\times \int_{r_0}^{r} \exp\left(1 - x - \exp(-x)\right) B(z) \cos\alpha \, dz.$$

Следующим шагом является расчет по вычисленному углу аналогичного набора профилей замираний сигнала, обусловленных эффектом Фарадея. Далее на входе модели задается экспериментальный профиль замираний, и каждый модельный профиль замираний, полученный с учетом всех искажающих факторов, сравнивается с экспериментальным профилем. Сравнение проводится до тех пор, пока не будет найден лучший модельный профиль, для которого обеспечивается минимум невязки и удовлетворяются регуляризирующие условия.

Определив подходящий профиль замираний сигнала, мы автоматически определяем и все необходимые параметры соответствующего ему высотного профиля $N_e(r)$.

На рис. 6 изображены экспериментальный профиль замираний сигнала, являющийся входным параметром, и профиль замираний сигнала, восстановленный из модельного профиля $N_e(r)$, а также модельный профиль $N_e(r)$. Кружками с цифрами отмечены замирания сигнала.

Как видно, в итоге число параметров, которые необходимо восстановить, равно пяти. Известно, что

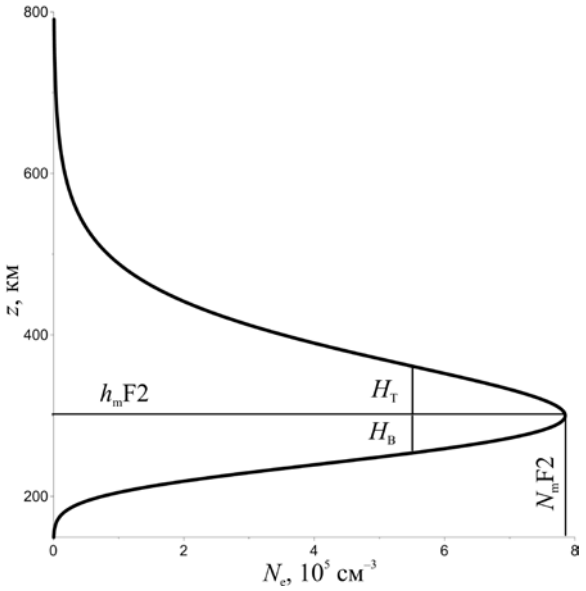

Рис. 5. Высотный профиль электронной концентрации, описываемый слоем Чепмена различной толщины выше и ниже высоты максимума

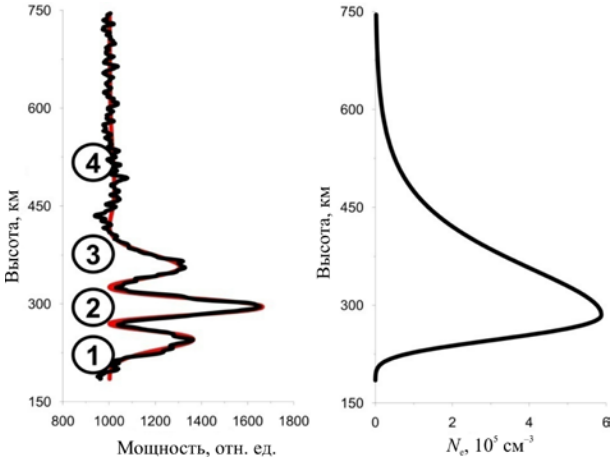

Рис. 6. Профили замираний сигнала, обусловленных эффектом Фарадея (слева): наблюдаемый в эксперименте (черная кривая) и восстановленный (красная кривая) из модельного профиля N_e; справа — модельный профиль $N_e(r)$

сама по себе обратная задача является крайне неустойчивой, а при большом числе параметров неустойчивость возрастает многократно. Для ее стабилизации использовалось максимальное количество априорной информации. Для фазы априорная информация описана выше. Высота максимума и значение электронной концентрации задаются формой замираний сигнала, обусловленных эффектом Фарадея, в частности периодом следования минимумов и их расположением. В ночное время, когда число вариаций мало (проблема одного горба), существенную роль играет информация о фазе. Для обеспечения еще большей устойчивости можно задать пределы изменения параметра A или C. Проще сделать это для C. В этом случае достаточно определить интенсивность шумов по концу развертки и задать отклонение от этого значения. Контролировать параметр A значительно труднее, поскольку необходимо знать, как изменяются характеристики антенной системы со временем.

Вычислительная сложность алгоритма достаточна высокая, поэтому были предприняты шаги для его оптимизации. Выше указывалось, что высотная зависимость геомагнитного поля задается моделью IGRF [Tsyganenko, 2002a, b]. На рис. 7 представлены зависимость магнитного поля от высоты над ИРНР, полученная по модели IGRF [Tsyganenko, 2002a, b], и ее аппроксимация экспоненциальной функцией

$$B_{0_{\mathrm{mod}}}(z) = ae^{-bz}. \tag{10}$$

где a — максимальное значение магнитного поля на минимальной высоте r_0; b — коэффициент затухания.

Данная аппроксимация позволяет упростить дальнейшие вычисления, поскольку слой Чепмена также задается набором экспонент. В этом случае итоговое выражение для Ω запишется следующим образом:

$$\Omega(r) = aN_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}Hae^{-br_0}\int\limits_{e^{-(r-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2})/H}}^{e^{-(r_0-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2})/H}} t^{bH}e^{-t}dt. \tag{11}$$

Получившийся интеграл можно вычислять численно либо попытаться получить его приближенное выражение. Для последнего случая рассмотрим, в каком диапазоне изменяются пределы интеграла и подынтегральные выражения. Верхний предел $e^{-(r_0-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2})/H}$ будет иметь максимальное значение при минимальном значении H (20 км) и максимальном h_{m}F2 (480 км):

$$e^{-(r_0-h_{\mathrm{m}}F2)/H} = e^{(480-140)/20} = e^{17} \approx 2.5\cdot 10^9.$$

Нижний предел $e^{-(r-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2})/H}$ достигнет минимального значения при максимальных значениях H (160 км) и r (1200 км) и минимальном h_{m}F2 (200 км):

$$e^{-(r-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2})/H} = e^{-(1200-200)/160} = e^{-6.25} \approx 2\cdot 10^{-3}.$$

В грубом приближении пределы интеграла изменяются в диапазоне [0…e^{17}].

Рассмотрим поведение e^{-t} в указанном диапазоне (рис. 8), переменная t ограничена значением 10. Функция $e^{-t}\to 0$ при $t>5$.

Обратимся теперь к функции t^{bH}, уточнив, что $b<8\cdot 10^{-4}$. Показатель bH принимает максимальное значение, когда H=160 км: $bH<8\cdot 10^{-4}\cdot 160=0.13$. Сама функция при данном значении показателя и изменении аргумента $t\in[10\ldots e^{17}]$ варьирует в диапазоне от ~1.34 до 9. Можно, таким образом, ограничиться интервалом изменения $t\in[0\ldots 10]$, а при выходе за верхнюю границу считать $t^{bH}e^{-t}=0$.

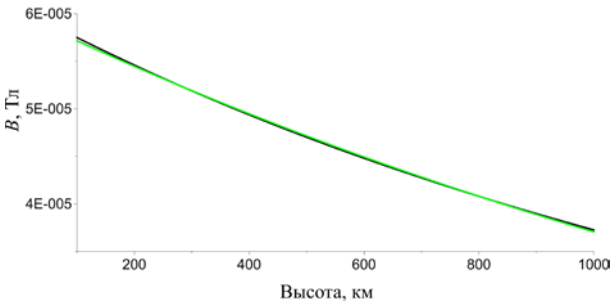

Рис. 7. Высотный ход (черная линия) магнитного поля, полученный по модели IGRF, и его аппроксимация экспоненциальной функцией (зеленая линия)

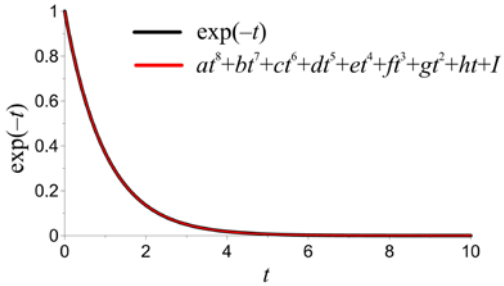

Рис. 8. Поведение экспоненты с отрицательным аргументом (красная линия), и ее аппроксимация полиномом 8 степени (черная линия)

Функцию e^{-t} в диапазоне изменения аргумента t от [0…10] аппроксимируем полиномом, в данной реализации использовался полином восьмой степени:

$$e^{-t} \sim at^8 + bt^7 + ct^6 + dt^5 + et^4 + ft^3 + gt^2 + ht + i.$$

На рис. 8 аппроксимирующий полином изображен красным цветом. В результате задача разбивается на три случая: нижний и верхний пределы меньше 10; нижний предел меньше 10, а верхний равен или больше 10; оба предела больше 10. В последнем случае интеграл равен нулю. Для первых двух вариантов конечные выражения для фазы будут иметь вид:

$$\begin{cases} \Omega(r) = aN_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}Hae^{-br_0}\times \\ \times\sum\limits_{i=0}^{8}\dfrac{a_i}{bH+1+i}\left(e^{-\frac{r_0-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}}{H}(bH+1+i)}e^{-\frac{r-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}}{H}(bH+1+i)}\right), \\ \text{если } h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2} < r_0 + H\ln(10); \\ \Omega(r) = aN_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}Hae^{-br_0}\times \\ \times\sum\limits_{i=0}^{8}\dfrac{a_i}{bH+1+i}\left(10^{bH+1+i} - e^{-\frac{r-h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2}}{H}(bH+1+i)}\right), \\ \text{если } h_{\mathrm{m}}\mathrm{F2} \geq r_0 + H\ln(10). \end{cases} \tag{12}$$

Таким образом, получены аналитические выражения для угла поворота плоскости поляризации волны, что существенно упрощает вычисления.

В этой работе основное внимание сконцентрировано на обеспечении устойчивости метода и полной его автоматизации, поэтому при расчете профиля замираний сигнала, обусловленных эффектом Фарадея, не принимались во внимание высотный профиль отношения температур и форма зондирующего сигнала. Учесть их в окончательном варианте алгоритма не составляет сложности.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Метод восстановления профиля $N_{\mathrm{e}}(r)$ по фарадеевским вариациям профиля мощности сигнала используется для обработки данных регулярных наблюдений на ИРНР, с его помощью в полностью автоматизированном режиме были обработаны длинные ряды данных (более 3700 ч регулярных наблюдений) за 2007–2015 гг., охватывающие все сезоны года и два уровня солнечной активности — низкий и умеренный. Более того, в указанном интервале радар работал в двухчастотном режиме, что позволило вычислить характеристики ПИВ (с привле-

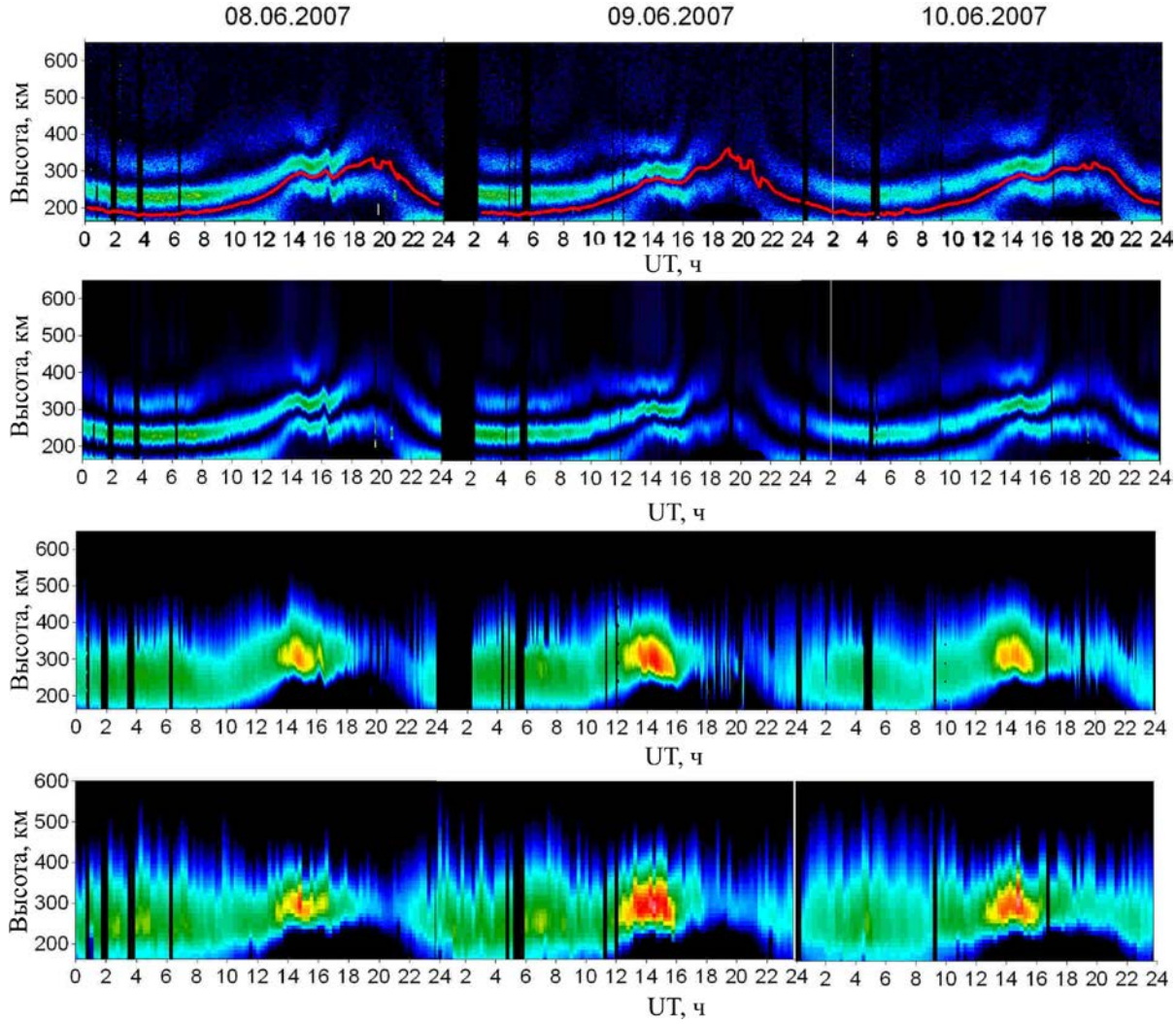

Рис. 9. Высотно-временное поведение: экспериментальной мощности рассеянного сигнала (верхняя панель), восстановленных из данных ИРНР мощностей НР-сигнала и электронной концентрации (вторая и третья сверху панели) и электронной концентрации по данным Иркутского ионозонда 8–10.06.2007 (нижняя панель)

чением данных иркутского ионозонда). При этом скорость обработки достаточно высокая: сутки обрабатываются менее двух часов. Ниже представлены основные результаты, полученные с помощью данного метода.

На рис. 9 представлены высотно-временной экспериментальный профиль мощности рассеянного сигнала, восстановленные профили мощности НР-сигнала и электронной концентрации, а также высотно-временной профиль электронной концентрации, полученный по данным Иркутского ионозонда, за период с 8 по 10 июня 2007 г., характеризовавшийся низкой солнечной активностью (индекс *F*10.7: 86.8 — 08.06.2007; 81 — 09.06.2007; 78.2 — 10.06.2007). Как видно из рисунка, восстановленный профиль мощности НР-сигнала с хорошей точностью повторяет экспериментальный, в том числе наблюдаемые волновые процессы. Аналогично профиль электронной концентрации, полученный по данным ИРНР, имеет сходную структуру с профилем N_e, восстановленным из данных ионозонда.

Важным условием правильной работы метода является автоматическое сопровождение положения первого минимума фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала. На рисунке его положение обозначено красной линией (данные получены в процессе работы алгоритма). Как можно видеть, положение первого минимума, найденное автоматизированным методом, с хорошей точностью описывает наблюдаемое в эксперименте — как в дневное время, при большом числе фарадеевских вариаций профиля мощности сигнала, так и ночью, когда наблюдается фактически один максимум.

На рис. 10 представлены результаты сравнения высот максимума электронной концентрации в области F2 h_mF2 и значений критической частоты f_oF2, полученных по данным как ИРНР, так и Иркутского ионозонда за тот же период, что и на рис. 9. Наблюдается хорошее согласие поведения параметров ионосферы, полученных по данным обоих инструментов.

На рис. 11 показаны экспериментальные и восстановленные профили мощности сигнала и электронной концентрации за период умеренной солнечной активности с 15 по 17 октября 2014 г. (индекс *F*10.7: 125 — 15.10.2014; 138 — 16.10.2014; 144.8 — 17.10.2014). На рис. 12 представлены результаты сравнения h_mF2 и f_oF2, полученных с помощью ИРНР

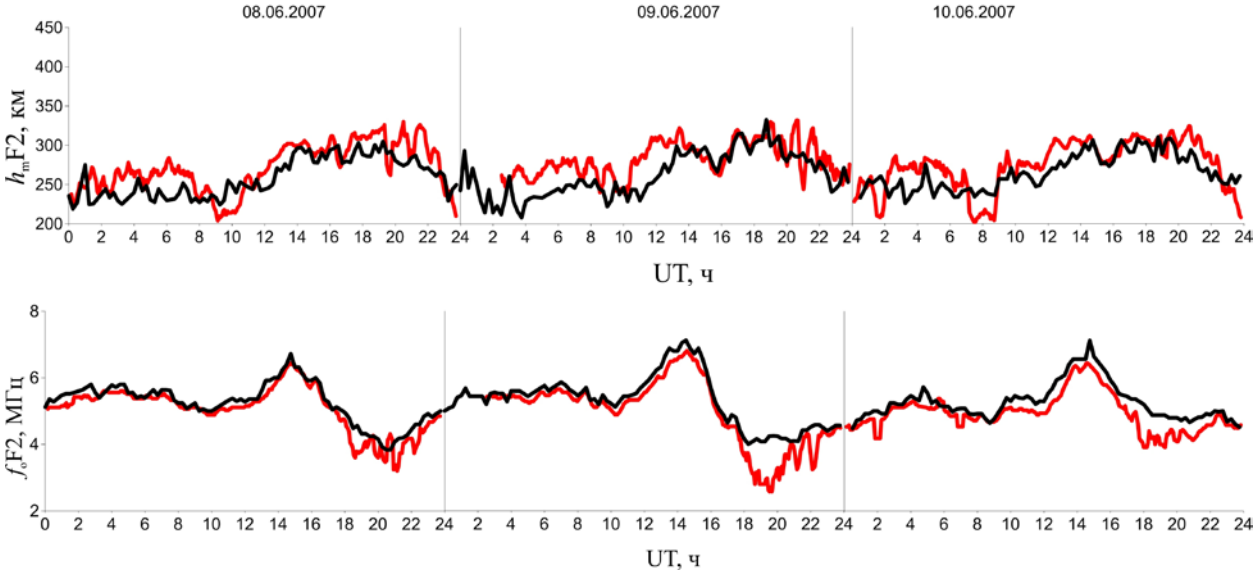

Рис. 10. Временной ход h_mF2 (верхняя панель) и f_oF2 (нижняя панель) 08–10.06.2007: черные кривые — данные Иркутского ионозонда; красные — данные ИРНР

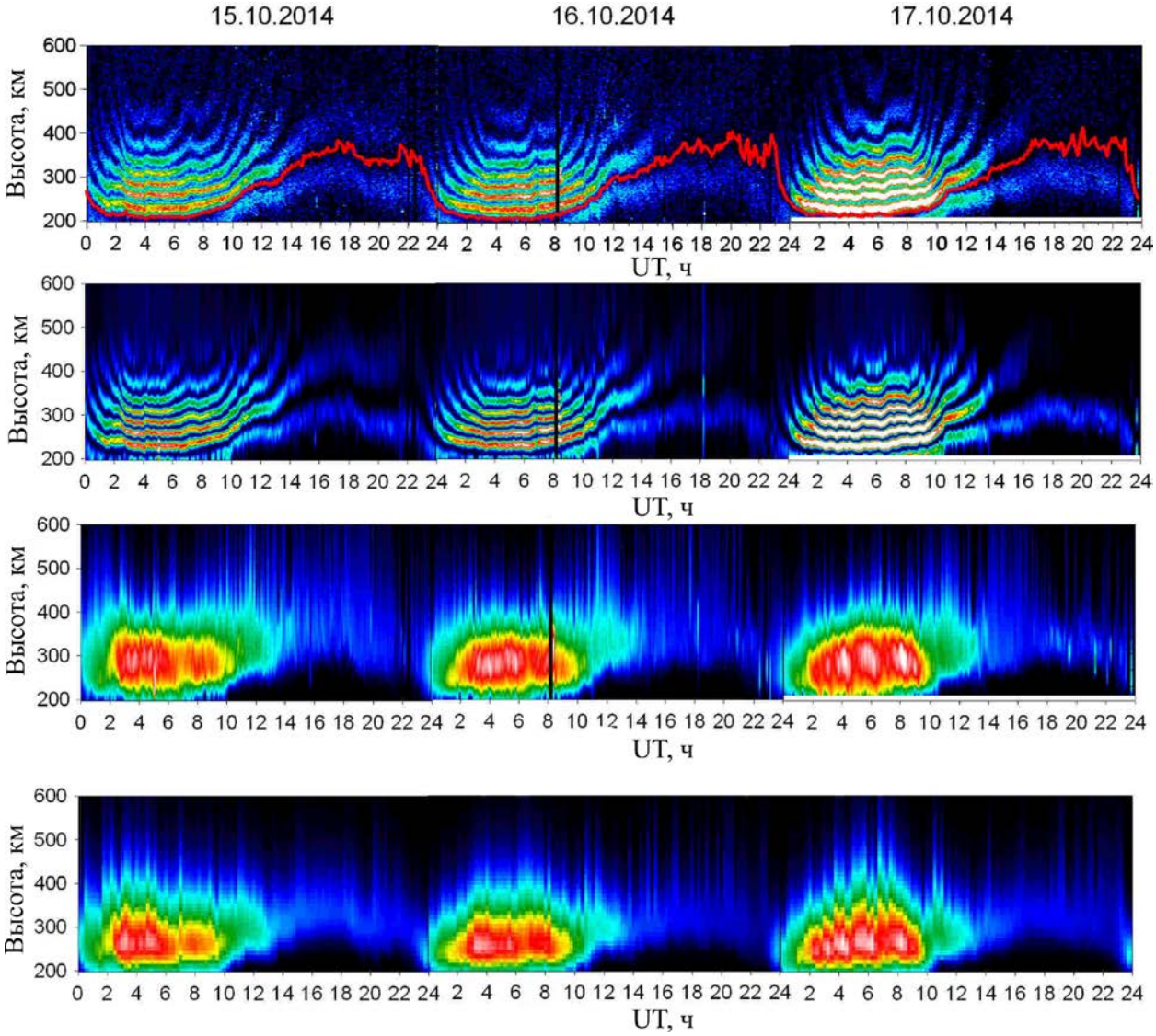

Рис. 11. Высотно-временное поведение 15–17.10.2014: экспериментальной мощности рассеянного сигнала (верхняя панель), восстановленных из данных ИРНР мощностей НР-сигнала и электронной концентрации (вторая и третья сверху панели), электронной концентрации по данным Иркутского ионозонда (нижняя панель)

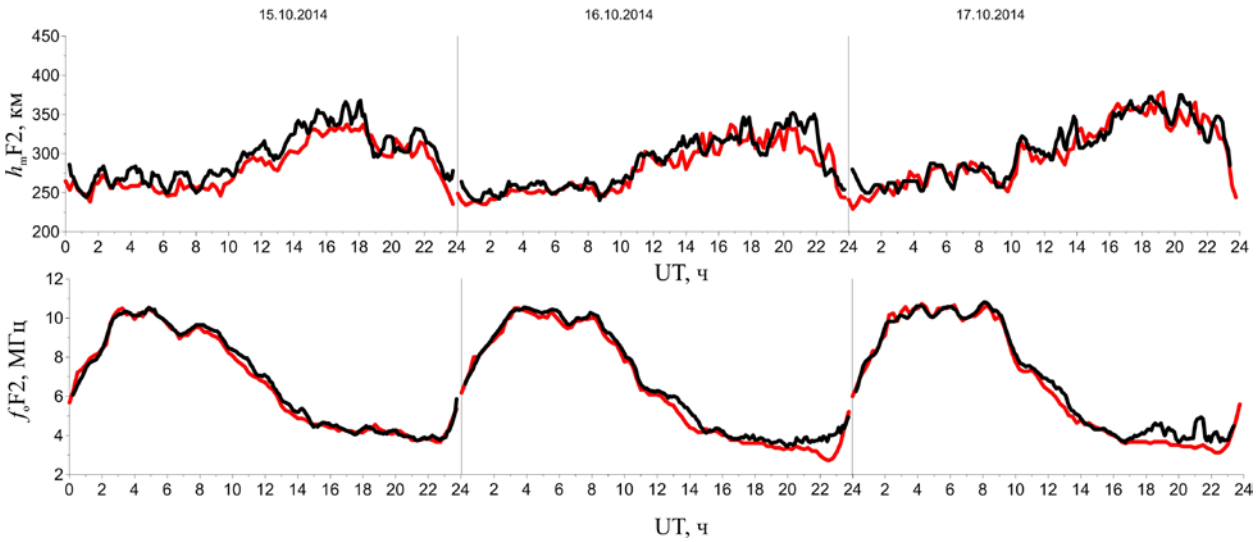

Рис. 12. Временной ход f_oF2 (верхняя панель) и h_mF2 (нижняя панель) 15–17.10.2014: черные кривые — данные Иркутского ионозонда; красные — данные ИРНР

и ионозонда за тот же период, что и на рис. 11. Сравнительный анализ также показывает хорошую корреляцию данных ИРНР за 2014 г. с данными ионозонда. Приведенные результаты показывают стабильность работы метода в различных гелиогеофизических условиях.

На основе длинных рядов данных за 2007–2015 гг., обработанных новым методом, удалось провести статистический анализ характеристик перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) [Medvedev et al., 2013, 2015, 2017], поиск климатологических особенностей среднеширотной ионосферы [Алсаткин и др., 2015] и расчет скорости меридионального ветра с использованием усовершенствованной двухлучевой методики [Shcherbakov et al., 2015].

Анализ показал, что большая часть ПИВ, зарегистрированных радиофизическим комплексом инструментов ИСЗФ СО РАН в длительной серии наблюдений волнообразных ионосферных возмущений в период 23–24-го солнечных циклов (2007–2015 гг.), соответствует представлениям о распространении внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере. Кроме того, анализ показал хорошее соответствие электронной концентрации, полученной на двух лучах радара и ионозонде DPS-4, что позволило разработать методы определения разности фаз ПИВ, наблюдаемых на данных инструментах. В свою очередь, это позволило создать методику определения полного трехмерного вектора и фазовой скорости ПИВ [Medvedev et al., 2009; Ratovsky et al., 2008], получить представительную статистику по характеристикам ПИВ, разработать методику определения скорости нейтрального ветра, подтвердить фильтрацию внутренних гравитационных волн нейтральным ветром [Medvedev et al., 2015, 2017].

Впервые проведенное морфологическое исследование поведения электронной концентрации в ионосфере, в том числе выше максимума слоя F2, над Восточной Сибирью, выявило ряд региональных особенностей, в частности, осенью и весной при низкой солнечной активности видна многопиковая структура суточного хода N_e.

Использование нового метода совместно с усовершенствованной двулучевой методикой получения скорости меридионального ветра позволило впервые провести расчет ветров и сделать морфологическое исследование поведения нейтрального меридионального ветра в 2007–2015 гг. по данным ИРНР. Анализ показал хорошее соответствие в суточном ходе h_mF2 и меридиональных нейтральных ветров. Сравнение полученных ветров с известными полуэмпирическими моделями также показало хорошее согласие.

Благодаря длительным непрерывным измерениям на ИРНР удалось получить усредненные за месяц высотно-временные вариации электронной концентрации в высотном диапазоне 180–600 км для четырех сезонов (зима, весна, лето, осень) и двух уровней солнечной активности (низкой и умеренной). Рассматривая данные по вариациям электронной концентрации как образец спокойной ионосферы, мы провели их сравнение с результатами моделирования по Global Self-consistent Model of the Thermosphere, Ionosphere and Protonosphere (GSMTIP) [Намгаладзе и др., 1990; Korenkov et al., 1998; Клименко и др., 2006] и по модели International Reference Ionosphere (IRI) [Bilitza, Reinisch, 2008]. Было обнаружено, что некоторые наблюдаемые особенности, выявленные в результате измерений на ИРНР, лучше согласуются с GSMTIP, чем с IRI. Ни одна модель не воспроизводит детали многопикового поведения электронной концентрации, наблюдаемые ИРНР на уровне 300 км и выше для весны (ночной, утренний, дневной и вечерний пики) и осени (три пика — дневной, вечерний, утренний) при низкой солнечной активности, однако GSMTIP для весеннего периода частично воспроизводит два пика: утренний и дневной [Zherebtsov et al., 2017].

Длительные непрерывные исследования на ИРНР позволили отобрать 337 вертикальных профилей электронной концентрации для сравнения с результатами, полученными методом радиозатменных измерений на спутнике COSMIC, а также с данными ионозонда и модели IRI [Ratovsky et al., 2017].

Сравнение проводилось для четырех сезонов и двух уровней солнечной активности (низкой и средней). Близких по времени измерений было в 10 раз больше, чем при предыдущих сравнениях данных ИРНР и спутника COSMIC. В случае характеристик нижней ионосферы (максимум электронной концентрации и электронное содержание нижней ионосферы) отклонения между данными COSMIC и наземными средствами могут быть интерпретированы как ошибки измерения COSMIC без существенных систематических смещений и со среднеквадратическим отклонением, в 1.4–1.6 раза меньшим по сравнению с моделью IRI. В случае характеристик верхней ионосферы (электронное содержание верхней ионосферы и полное электронное содержание ионосферы) данные модели IRI в среднем превышают данные COSMIC на 0.6–0.8 TECU, а данные COSMIC в среднем выше данных ИРНР на 1.0–1.1 TECU. Процентное различие данных ИРНР и COSMIC по электронному содержанию верхней ионосферы может достигать 80 %. Если рассматривать среднеквадратичное отклонение, данные COSMIC и ИРНР лучше согласуются друг с другом, чем с моделью IRI.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и успешно опробован новый метод восстановления профилей электронной концентрации по данным ИРНР. Отличительные особенности метода состоят в следующем: 1) автоматический режим работы алгоритма; 2) устойчивость в диапазоне значений N_mF2 [$2\cdot10^5$–$2\cdot10^6$ см$^{-3}$]; 3) возможность получения результатов в реальном времени; 4) независимость работоспособности от внешних факторов (время суток, сезон, уровень солнечной активности, наличие волновых возмущений).

Новый метод позволил провести обработку данных, полученных на ИРНР в 2007–2015 гг. На основе обработанных данных о высотно-временном поведении электронной концентрации стало возможным провести: 1) статистический анализ характеристик ПИВ; 2) морфологическое исследование поведения электронной концентрации в ионосфере над Восточной Сибирью; 3) расчет ветров и морфологическое исследование поведения нейтрального меридионального ветра (с использованием усовершенствованной двулучевой методики получения скорости меридионального ветра); 4) сравнение с данными моделей GSMTIP и IRI, а также с данными спутника COSMIC и Иркутского ионозонда.

Исследование выполнено в рамках базового финансирования программы ФНИ II.12. Работа выполнена с использованием уникальной научной установки Иркутский радар некогерентного рассеяния [http://ckp-rf.ru/usu/77733], входящей в Центр коллективного пользования «Ангара» [http://ckp-rf.ru/ckp/3056].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алсаткин С.С., Медведев А.В., Ратовский К.Г. Особенности поведения ионосферы вблизи максимума ионизации по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния для низкой и умеренной солнечной активности // Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1, № 3. С. 28–36. DOI: 10.12737/11450.

Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 719 с.

Бернгардт О.И. Радиолокационные уравнения в задаче однократного обратного рассеяния радиоволн: дис. … к.ф.-м.н. Иркутск, 2000. 145 с.

Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685с.

Григоренко Е.И. Исследования ионосферы по наблюдениям эффекта Фарадея при некогерентном рассеянии радиоволн // Ионосферные исследования. 1979. Т. 27. С. 60–73.

Даффет-Смит П. Практическая астрономия с калькулятором. М.: Мир, 1982. 176 с.

Жеребцов Г.А., Заворин А.В., Медведев А.В. и др. Иркутский радар некогерентного рассеяния // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 11. С. 1339–1345.

Клименко В.В., Клименко М.В., Брюханов В.В. Численное моделирование электрического поля и зонального тока в ионосфере Земли — постановка задачи и тестовые расчеты // Математическое моделирование. 2006. Т. 18, № 3. С. 77–92.

Намгаладзе А.А., Кореньков Ю.Н., Клименко В.В. и др. Глобальная численная модель термосферы, ионосферы и протоносферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30, № 4. С. 612–619.

Потехин А.П., Медведев А.В., Заворин А.В. и др. Развитие диагностических возможностей Иркутского радара некогерентного рассеяния // Космические исследования. 2008. Т. 46, № 4. С. 356–362.

Суни А.Л., Терещенко В.Д., Терещенко Е.Д., Худукон Б.З. Некогерентное рассеяние радиоволн в высокоширотной ионосфере. Апатиты, 1989. 182 с.

Ткачев Г.Н., Розуменко В.Т. Эффект Фарадея некогерентного рассеяния радиолокационных сигналов // Геомагнетизм и аэрономия. 1972. Т. 12, № 4. С. 657–661.

Шпынев Б.Г. Методы обработки сигналов некогерентного рассеяния с учетом эффекта Фарадея: дис. … к.ф.-м.н. Иркутск, 2000. 142 с.

Bard Y. Nonlinear Parameter Estimation. New York, Academic Press, 1974. 341 p.

Bilitza D., Reinisch B. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters // J. Adv. Space Res. 2008. V. 42, N 4. P. 599–609. DOI: 10.1016/j.asr.2007.07.048.

Dennis J.E., Schnabel R.B. Numerical methods for unconstrained optimization and nonlinear equation. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1983. 378 p.

Dougherty J.P., Farley D.T. A Theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma // Proc. of the Royal Society of London. Ser. A: Math., Phys. and Engin. Sci. 1961. V. 259, iss. 1296. P. 79–99. DOI: 10.1098/rspa.1960.0212.

Evans J.V. Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar // Proc. IEEE. 1969. V. 57. P. 496–530.

Holt J.M., Rhoda D.A., Tetenbaum D., van Eyken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Sci. 1992. V. 27, N 03. P. 435–447. DOI: 10.1029/91RS02922.

Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Forster M., et al. Calculated and observed ionospheric parameters for Magion-2 passage above EISCAT on July 31 1990 // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, N A7. P. 14,697–14,710. DOI: 10.1029/98JA00210.

Lehtinen M.S., Huuskonen A. General incoherent scatter analysis and GUISDAP // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, N 1-4. P. 435–452. DOI: 10.1016/0021-9169(95)00047-X.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Method for studying the spatial-temporal structure of wave-like disturbances in the ionosphere // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49, N 6. P. 775–785. DOI: 10.1134/S0016793209060115.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., et al. Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk Incoherent Scatter Radar and digisonde data // J. Atmos. Solar.-Terr. Phys. 2013. V. 105–106. P. 350–357. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.09.001.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., et al. A statistical study of internal gravity wave characteristics using the combined Irkutsk Incoherent Scatter Radar and digisonde data // J. Atmos. Solar. Terr. Phys. 2015. V. 132. P. 13–21. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.06.012.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., et al. Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2017. V. 122, N 7. P. 7567–7580. DOI: 10.1002/2017JA024103.

Potekhin A.P., Medvedev A.V., Zavorin A.V., et al. Recording and control digital systems of the Irkutsk Incoherent Scatter Radar // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49, N 7. P. 1011–1021. DOI: 10.1134/S0016793209070299.

Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data // Adv. Space Res. 2008. V. 41, N 9. P. 1453–1457. DOI: 10.1016/j.asr.2007.03.008.

Ratovsky K.G., Dmitriev A.V., Suvorova A.V., et al. Comparative study of COSMIC/FORMOSAT-3, Irkutsk Incoherent Scatter Radar, Irkutsk digisonde and IRI model electron density vertical profiles // Adv. Space Res. 2017. V. 60, N 2. P. 452–460. DOI: 10.1016/j.asr.2016.12.026.

Shcherbakov A.A., Medvedev A.V., Kushnarev D.S., et al. Calculation of meridional neutral winds in the middle latitudes from the Irkutsk Incoherent Scatter Radar // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2015. V. 120, N 12. P. 10,851–10,863. DOI: 10.1002/2015JA021678.

Shpynev B.G. Incoherent scatter Faraday rotation measurements on a radar with single linear polarization // Radio Sci. 2004. V. 39, RS3001. DOI: 10.1029/2001RS002523.

Tarantola A. Inverse Problem Theory. New York, Elsevier Science, 1987. 644 p.

Tashlykov V.P., Setov A.G., Medvedev A.V., et al. Ground clutter deducting technique for Irkutsk Incoherent Scatter Radar // 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP), Kazan, Russia. 2019. P. 175–178. DOI: 10.1109/RWP.2019.8810369.

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. 2002a. V. 107, N A8. P. 12,1–12,15. DOI: 10.1029/2001JA000219.

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 2. Parameterization and fitting to observations // J. Geophys. Res. 2002b. V. 107, N A8. P. 10,1–10,17. DOI: 10.1029/2001JA000220.

Vierinen J., Setov A.G., Medvedev A.V., et al. Ground clutter deducting technique for Irkutsk Incoherent Scatter Radar // IEEE Transactions on Information Theory. 2007. V. 1, N 11, P. 1–7.

Voronov A.L., Shpynev B.G. Excluding of convolution with sounding impulse in experimental incoherent scatter power profile // Proc. of SPIE. 1998. V. 3583. P. 414–418.

Zherebtsov G.A., Ratovsky K.G., Klimenko M.V., et al. Diurnal variations of the ionospheric electron density height profiles over Irkutsk: Comparison of the incoherent scatter radar measurements, GSM TIP simulations and IRI predictions // Adv. Space Res. 2017. V. 60. P. 444–451. DOI: 10.1016/j.asr.2016.12.008.

URL: http://ckp-rf.ru/usu/77733 (дата обращения 30 сентября 2019).

URL: http://ckp-rf.ru/ckp/3056 (дата обращения 30 сентября 2019).

REFERENCES

Akhiezer A.I., Akhiezer I.A., Polovin P.B., Sitenko A.G., Stepanov K.N. *Elektrodinamika plazmy* [Electrodynamics of plasma]. Moscow, Nauka Publ., 1974, 719 p. (In Russian).

Alsatkin S.S., Medvedev A.V., Ratovsky K.G. Some peculiarities in the ionosphere dynamics near the ionization maximum from Irkutsk Incoherent Scatter Radar data for low and moderate solar activities. *Solar-Terr. Phys*. 2015, vol. 1, iss. 3, pp. 28–36. DOI: 10.12737/11450. (In Russian).

Bard Y. *Nonlinear Parameter Estimation*. New York, Academic Press, 1974, 341 p.

Berngardt O.I. *Radiolokatsionnye uravneniya v zadache odnokratnogo obratnogo rasseyaniya radiovoln: dis. … k.f.-m.n.* [Radar equations in the problem of single backscattering of radio waves: Ph. D. thesis (in Phys. and Math.)]. Irkutsk, 2000, 145 p. (In Russian).

Bilitza D., Reinisch B. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters. *J. Adv. Space Res*. 2008, vol. 42, no. 4, pp. 599–609. DOI: 10.1016/j.asr.2007.07.048.

Daffet-Smit P. *Prakticheskaya astronomiya s kal'kulyatorom*. Moscow, Mir Publ., 1982. 176 p. (In Russian). (English edition: Duffett-Smith P. Practical Astronomy with Your Calculator. Cambridge University Press, 1988. 200 p.)

Dennis J.E., Schnabel R.B. *Numerical methods for unconstrained optimization and nonlinear equation*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1983, 378 p.

Dougherty J.P., Farley D.T. A Theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma. *Proc. of the Royal Society of London. Ser. A: Math., Phys. and Engin. Sci*. 1961, vol. 259, no. 1296, pp. 79–99. DOI: 10.1098/rspa.1960.0212.

Evans J.V. Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar. *Proc. IEEE*. 1969, vol. 57, pp. 496–530.

Ginzburg V.L. *Rasprostranenie elektromagnitnykh voln v plazme* [Propagation of electromagnetic waves in a plasma]. Moscow, Nauka Publ., 1967, 685 p. (In Russian).

Grigorenko E.I. Investigation of the ionosphere by observing the Faraday effect in incoherent scattering of radio waves. *Ionosfernye issledovaniya* [Ionospheric Research]. 1979, vol. 27, pp. 60–73. (In Russian).

Holt J.M., Rhoda D.A., Tetenbaum D., van Eyken A.P. Optimal analysis of incoherent scatter radar data. *Radio Sci*. 1992, vol. 27, no. 03, pp. 435–447. DOI: 10.1029/91RS02922.

Klimenko V.V., Klimenko M.V., Bryukhanov V.V. Numerical simulation of the electric field and zonal current in the Earth's ionosphere — statement of the problem and test calculations. *Matematicheskoe modelirovanie* [Mathematical modeling]. 2006, vol. 18, no. 3, pp. 77–92. (In Russian).

Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Forster M., Bessarab F.S., Surotkin V.A. Calculated and observed ionospheric parameters for Magion-2 passage above EISCAT on July 31 1990. *J. Geophys. Res*. 1998, vol. 103, no. A7, pp. 14,697–14,710. DOI: 10.1029/98JA00210.

Lehtinen M.S., Huuskonen A. General incoherent scatter analysis and GUISDAP. *J. Atmos. Terr. Phys*. 1996, vol. 58, no. 1-4, pp. 435–452. DOI: 10.1016/0021-9169(95)00047-X.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Alsatkin S.S., Shcherbakov A.A. Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk Incoherent Scatter Radar and digisonde data. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2013, vol. 105–106, pp. 350–357. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.09.001.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Alsatkin S.S., Shcherbakov A.A. A statistical study of internal gravity wave characteristics using the combined Irkutsk Incoherent Scatter Radar and digisonde data. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys*. 2015, vol. 132, pp. 13–21. DOI: 10.1016/j.jastp.2015.06.012.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Oinats A.V., Alsatkin S.S., Zherebtsov G.A. Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2017, vol. 122, no. 7, pp. 7567–7580. DOI: 10.1002/2017JA024103.

Medvedev A.V., Ratovsky K.G., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Method for studying the spatial-temporal structure of wave-like disturbances in the ionosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009, vol. 49, no. 6, pp. 775–785. DOI: 10.1134/S0016793209060115.

Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V., Karpov I.V., Bessarab F.S., Surotkin V.A., Glushchenko T.A., Naumova N.M. Global numerical model of the thermosphere, ionosphere and protonosphere of the Earth. *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1990, vol. 30, no. 4, pp. 612–619. (In Russian).

Potekhin A.P., Medvedev A.V., Zavorin A.V., Kushnarev D.S., Lebedev V.P., Shpynev B.G. Development of diagnostic capabilities of the Irkutsk Incoherent Scattering Radar. *Kosmicheskie issledovaniya* [Cosmic Research]. 2008, vol. 46, no. 4, pp. 356–362. (In Russian).

Potekhin A.P., Medvedev A.V., Zavorin A.V., Kushnarev D.S., Lebedev V.P., Lepetaev V.V., Shpynev B.G. Recording and control digital systems of the Irkutsk Incoherent Scatter Radar. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2009, vol. 49, no. 7, pp. 1011–1021. DOI: 10.1134/S0016793209070299.

Ratovsky K.G., Medvedev A.V., Tolstikov M.V., Kushnarev D.S. Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data. *Adv. Space Res*. 2008, vol. 41, no. 9, pp. 1453–1457. DOI: 10.1016/j.asr.2007.03.008.

Ratovsky K.G., Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Shcherbakov A.A., Alsatkin S.S., Oinats A.V. Comparative study of COSMIC/FORMOSAT-3, Irkutsk Incoherent Scatter Radar, Irkutsk digisonde and IRI model electron density vertical profiles. *Adv. Space Res*. 2017, vol. 60, no. 2, pp. 452–460. DOI: 10.1016/j.asr.2016.12.026.

Shcherbakov A.A., Medvedev A.V., Kushnarev D.S., Tolstikov M.V., Alsatkin S.S. Calculation of meridional neutral winds in the middle latitudes from the Irkutsk Incoherent Scatter Radar. *J. Geophys. Res.: Space Phys*. 2015, vol. 120, no. 12, pp. 10,851–10,863. DOI: 10.1002/2015JA021678.

Shpynev B.G. *Metody obrabotki signalov nekogerentnogo rasseyaniya s uchetom effekta Faradeya: dis. … k.f.-m.n.* [Methods for processing incoherent scattering signals taking into account the Faraday effect: Ph. D. thesis (in Phys. and Math.)]. Irkutsk, 2000, 142 p. (In Russian).

Shpynev B.G. Incoherent scatter Faraday rotation measurements on a radar with single linear polarization. *Radio Sci*. 2004, vol. 39, RS3001. DOI: 10.1029/2001RS002523.

Suni A.L., Tereshchenko V.D., Tereshchenko E.D., Hudukon B.Z. *Nekogerentnoe rasseyanie radiovoln v vysokoshirotnoi ionosfere* [Incoherent scattering of radio waves in the high-latitude ionosphere]. Apatity, 1989, 182 p. (In Russian).

Tarantola A. *Inverse Problem Theory*. New York, Elsevier Science, 1987, 644 p.

Tashlykov V.P., Setov A.G., Medvedev A.V., Lebedev V.P., Kushnarev D.S. Ground clutter deducting technique for Irkutsk incoherent scatter radar. *2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP)*. Kazan, Russia. 2019, pp. 175–178. DOI: 10.1109/RWP.2019.8810369.

Tkachev G.N., Rozumenko V.T. Faraday effect of incoherent scattering of radar signals. *Geomagnetizm i aeronomiya* [Geomagnetism and Aeronomy]. 1972, vol. 12, no. 4, pp. 657–661. (In Russian).

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 1. Mathematical structure. *J. Geophys. Res*. 2002a, vol. 107, no. A8, pp. 12,1–12,15. DOI: 10.1029/2001JA000219.

Tsyganenko N.A. A model of the near magnetosphere with a dawn–dusk asymmetry: 2. Parameterization and fitting to observations. *J. Geophys. Res*. 2002b, vol. 107, no. A8, pp. 10,1–10,17. DOI: 10.1029/2001JA000220.

Vierinen J., Lehtinen M., Orispaa M., Damtie B. General radar transmission codes that minimize measurement error of a static target. *IEEE Transactions on Information Theory*. 2007, vol. 1, no. 11, pp. 1–7.

Voronov A.L., Shpynev B.G. Excluding of convolution with sounding impulse in experimental incoherent scatter power profile. *Proc. of SPIE*.1998, vol. 3583, pp. 414–418.

Zherebtsov G.A., Zavorin A.V., Medvedev A.V., Nosov V.E., Potekhin A.P., Shpynev B.G. Irkutsk Incoherent Scattering Radar. *Radiotekhnika i elektronika* [J. Communications Technology and Electronics]. 2002, vol. 47, no. 11, pp. 1339–1345. (In Russian).

Zherebtsov G.A., Ratovsky K.G., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Medvedev A.V., Alsatkin S.S., Oinats A.V., Lukianova R.Yu. Diurnal variations of the ionospheric electron density height profiles over Irkutsk: Comparison of the incoherent scatter radar measurements, GSM TIP simulations and IRI predictions. *Adv. Space Res*. 2017, vol. 60, pp. 444–451. DOI: 10.1016/j.asr.2016.12.008.

URL: http://ckp-rf.ru/usu/77733 (accessed 30 September 2019).

URL: http://ckp-rf.ru/ckp/3056 (accessed 30 September 2019).

Как цитировать эту статью

Алсаткин С.С., Медведев А.В., Ратовский К.Г. Особенности метода восстановления N_e на иркутском радаре некогерентного рассеяния. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 1. С. 97–110. DOI: 10.12737/szf-61202009.