

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОСИГНАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ОНЧ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ШИРОТ

INFLUENCE OF STRONG SOLAR PROTON EVENTS ON PROPAGATION OF RADIO SIGNALS IN THE VLF RANGE IN A HIGH-LATITUDE REGION

О.И. Ахметов 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, akhmetov@pgia.ru

И.В. Мингалев 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, mingalev_i@pgia.ru

О.В. Мингалев 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, mingalev_o@pgia.ru
Мурманский арктический государственный университет,
Мурманск, Россия

В.Б. Белаховский 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, belakhovskiy@pgia.ru

Е.А. Маурчев

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, maurchev@pgia.ru

А.В. Ларченко

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, alexey.larchenko@gmail.com

З.В. Суворова 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, suvorova@pgia.ru

Ю.В. Балабин 

Полярный геофизический институт,
Апатиты, Россия, balabin@pgia.ru

O.I. Akhmetov

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, akhmetov@pgia.ru

I.V. Mingalev

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, mingalev_i@pgia.ru

O.V. Mingalev

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, mingalev_o@pgia.ru
Murmansk Arctic State University,
Murmansk, Russia

V.B. Belakhovskiy

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, belakhovskiy@pgia.ru

E.A. Maurchev

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, maurchev@pgia.ru

A.V. Larchenko

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, alexey.larchenko@gmail.com

Z.V. Suvorova

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, suvorova@pgia.ru

Yu.V. Balabin

Polar Geophysical Institute,
Apatity, Russia, balabin@pgia.ru

Аннотация. Методами вычислительного эксперимента исследованы особенности распространения сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20 в высокоширотном участке волновода Земля–ионосфера во время солнечных протонных событий. В работе рассмотрены два протонных события GLE (Ground Level Enhancement) — 13 декабря 2006 г. (GLE70) и 10 сентября 2017 г. (GLE72). Профили концентрации электронов строились по моделям GDMI (Global Dynamic Model of Ionosphere) и RUSCOSMICS, разработанной в Полярном геофизическом институте. Приведены оценки изменений фазы и амплитуды сигналов РСДН-20 во время высыпаний высокоэнергичных протонов в высокоширотной области волновода Земля–ионосфера. По результатам вычислительных экспериментов и анализа затухания электромагнитного сигнала на основе аналитических решений уравнений Максвелла в замагниченной ионосферной плазме обнаружена закономерность в частотной зависимости затухания сигнала, связанная одновременно с высотой отражения сигнала, профилями электронной концентрации и частотой столкновений электронов с нейтральными частицами и с ионами. Обсуждаются ограничения метода

Abstract. In this paper, we examine the features of RSDN-20 signal propagation in a high-latitude Earth–ionosphere waveguide during solar proton events, using computational experiment methods. We have analyzed two proton ground-level enhancement (GLE) events of December 13, 2006 (GLE70) and September 10, 2017 (GLE72). Electron density profiles were constructed using the Global Dynamic Model of Ionosphere (GDMI) and the RUSCOSMICS model, developed at PGI. We present estimated phase and amplitude changes in RSDN-20 signals during precipitation of high-energy protons in the high-latitude region of the Earth–ionosphere waveguide. From the results of computational experiments and the analysis of the electromagnetic signal attenuation based on analytical Maxwell’s equation system solution in magnetized ionospheric plasma, we have found a pattern in the signal attenuation frequency dependence associated simultaneously with the signal reflection height, electron density profiles, and the collision frequency of electrons with neutral particles and ions. We discuss limitations of the computational experiment method and compare simulation results with data from Lovozero and Tuloma observatories.

вычислительного эксперимента, приведено сравнение результатов моделирования с данными обсерваторий ПГИ «Ловозеро» и «Тулума».

Ключевые слова: численное моделирование, распространение радиоволн, ионосфера, высокие широты, GLE, ОНЧ, РСДН-20, GDMI.

Keywords: numerical modeling, radio wave propagation, ionosphere, high latitudes, GLE, VLF, RSDN-20, GDMI.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протонные события (solar proton events, SPE) представляют собой выброс с поверхности Солнца очень высокоэнергичных частиц (МэВ–ГэВ) вследствие солнечной вспышки. Основную часть (90 %) высокоэнергичных частиц составляют протоны, оставшаяся часть состоит из ядер гелия и элементов с $Z > 2$, а также электронов с позитронами. Солнечные протонные события, вызывающие увеличение темпа счета наземных нейтронных мониторов, получили название Ground Level Enhancement (GLE) [Meurer et al., 1956]. Такие события достаточно редки: за историю наблюдений зарегистрировано всего 73 GLE. SPE приводят к увеличению уровня радиации на околоземной орбите и на высотах полета авиалайнеров.

Вторжение солнечных протонов в атмосферу Земли вызывает повышение электронной концентрации в нижних слоях ионосферы (D-область), поэтому в полярных областях может существенно ухудшаться качество радиосвязи, радиолокации и радионавигации. Например, в работе [Knipp et al., 2016] было показано, что поглощение сигналов американских радаров, вызванное SPE в мае 1967 г., едва не стало причиной начала ядерной войны между США и СССР. Ионосферный отклик на вторжение солнечных протонов в виде поглощения радиоволн (10–50 МГц) получил название «поглощение в полярной шапке» (ППШ).

В работе [Clilverd et al., 2006] с использованием приемника на арх. Шпицберген было выявлено существенное поглощение сигналов очень низкой частоты (ОНЧ) во время SPE в октябре–ноябре 2003 г. Наблюдались также заметные флуктуации амплитуды ОНЧ-сигнала.

ОНЧ-сигналы в недавнем прошлом широко использовались во всем мире для обеспечения дальней связи и навигации. ОНЧ-диапазон (3–30 кГц) хорошо подходит для подобных задач по причине эффективного запирания сигнала в волноводе Земля–ионосфера. В условиях невозмущенной ионосферы это позволяет ОНЧ-сигналам распространяться с низким затуханием (порядка 2–3 дБ/Мм) [Marshall et al., 2017]. В настоящее время наземные системы дальней навигации и связи, использующие ОНЧ-сигналы, оказались вытеснены спутниковыми системами передачи данных и навигации, однако часть ОНЧ-передатчиков все еще активна. Их сигналы могут использоваться при зондировании D-области ионосферы [Inan et al., 2010; Dowden, Adams, 1989]: поскольку для статического тракта доминирующим источником изменения сигнала является изменение в ионосфере, измерение

амплитуды и фазы передаваемого сигнала обеспечивает прямое измерение изменчивости ионосферы. В таких исследованиях важно понимание взаимосвязи между вариациями сигнала и вызывающими их изменениями в ионосфере.

В Полярном геофизическом институте (ПГИ) на протяжении нескольких последних лет с помощью численного моделирования проводятся исследования влияния состояния ионосферы на распространение инфра- и очень низкочастотных сигналов в высокоширотной части волновода Земля–ионосфера. В работе [Ахметов и др., 2019] исследовались сигналы частотой 1500 Гц. Далее были исследованы сигналы с частотами, соответствующими частотам сигналов радиотехнической системы дальней навигации РСДН-20 (11, 12, 14 кГц) [Ахметов и др., 2021a] и частотам сигналов точного времени системы «Бета» (20, 23 кГц) [Ахметов и др., 2021б]. На основе вышеприведенных работ можно сделать вывод, что из рассмотренных сигналов сигналы РСДН-20 подвержены наиболее сильному влиянию измененной концентрации в D-слое ионосферы.

В представленной работе приведены оценки изменений фазы и амплитуды сигналов РСДН-20 во время высыпаний высокоэнергичных протонов в высокоширотной области волновода Земля–ионосфера. Обсуждаются вызванные GLE-событиями изменения затухания амплитуды сигналов в зависимости от их частоты и высоты отражения от ионосферы. Проведено сравнение результатов, полученных в вычислительных экспериментах, с результатами наблюдений в обсерваториях ПГИ «Ловозеро» и «Тулума».

1. РАССМАТРИВАЕМЫЕ СОБЫТИЯ

GLE70, последнее событие 23-го цикла солнечной активности, произошло 13 декабря 2006 г. в 02:40 UT. Активная область A930 с координатами S06W24 произвела солнечную вспышку класса X3.4/2B, которая сопровождалась радиовсплесками типов II, IV и выбросом корональной массы типа гало. По данным нейтронных мониторов, продолжительность события составила около 5 ч. Несмотря на то, что GLE70 происходило на спаде цикла, это было достаточно мощное событие (третье по интенсивности в 23-м цикле). Наибольший рост интенсивности космических лучей наблюдался на ст. Оулу (92 %). Тот факт, что максимум интенсивности наблюдался не на полярных станциях, говорит о том, что источник анизотропии космических лучей располагался вблизи плоскости эклиптики [Mishev, Velinov, 2015].

В 24-м цикле было зарегистрировано только два протонных события — GLE71 (17 мая 2012 г.)

и GLE72 (10 сентября 2017 г.). GLE72 было инициировано вспышкой класса X8.2 с координатами S08W83, началось в 15:35 UT, его максимум регистрировался в 16:06 UT. Амплитуда GLE72 на нейтронных мониторах (НМ) мировой сети не превышала 6 % по пятиминутным данным [Perez-Peraza et al., 2020].

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

Распространение сигналов РСДН-20 рассчитывалось с помощью модели распространения электромагнитных сигналов, разработанной в ПГИ, которая основана на численном интегрировании системы уравнений Максвелла вместе с замыкающим эту систему уравнением — линеаризованным уравнением движения электронов в атмосфере и ионосфере — и законом Ома в литосфере [Akhmetov et al., 2023].

Ионосфера, атмосфера и литосфера в модели считаются горизонтально однородными. Высотный профиль скорости ионизации q , создаваемой высокоэнергичными протонами, вторгающимися в высокоширотную атмосферу, рассчитывался по модели RUSCOSMICS, разработанной в ПГИ. Определение первичного спектра солнечных космических лучей проводилось по данным мировой наземной сети нейтронных мониторов методом решения обратной задачи и по данным спутников GOES с использованием уникальной методики, разработанной при участии соавторов статьи [Маурчев, Балабин, 2016].

Для GLE70 было проведено разделение спектра солнечных космических лучей на быструю (Prompt Component, PC) и медленную (Delay Component, DC) компоненты. Быстрая компонента космических лучей наблюдается на фазе роста амплитуды, для нее характерны сильная анизотропия и экспоненциальный спектр. Медленная компонента обычно появляется около максимума и далее наблюдается до конца события, для нее характерны умеренная анизотропия и степенной спектр [Маурчев, Балабин, 2016].

Профили электронной концентрации для спокойных условий и для условий с GLE рассчитывались по модели GDMI (Global Dynamic Model of Ionosphere) [Шубин, 2017; Деминов и др., 2021; Шубин и др., 2021].

Геоманнитное поле для экспериментов, соответствующих координатам городов Апатиты и Баренцбург и датам соответствующих GLE, рассчитывалось по модели IGRF 13-го поколения [Alken et al., 2021].

Вертикальный профиль проводимости литосферы задавался по модели, представленной в работе [Korja et al., 2002].

3. ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Профили электронной концентрации представлены на рис. 1: a , b — соответственно для GLE70 и GLE72 в Апатитах; c — для GLE72 в Баренцбурге.

Профили электронной концентрации для спокойных условий на высотах более 60 км рассчитывались при помощи модели GDMI. У поверхности Земли концентрация принималась равной $N_{e_0} = 10^2 \text{ м}^{-3}$,

а на высотах от $h_0 = 0$ км до выдаваемой GDMI минимальной высоты h_{GDMI} интерполировались степенной зависимостью $N_{e_0-\text{GDMI}} = N_{e_0}^{(1-X)} N_{e_{\text{GDMI}}}^X$;

$X = (h_0 / h_{\text{GDMI}})^2$. Авторы не использовали параметрический профиль, предложенный в работе [Wait, Spies, 1964] и развитый другими учеными, поскольку, если такой профиль присоединить к профилю модели GDMI, то в тропосфере получаются значения концентрации электронов меньше 1 м^{-3} .

Профиль электронной концентрации для возмущенных условий рассчитывался путем добавления к профилю для спокойных условий добавочной концентрации электронов, вызванной проникновением высокоэнергетических солнечных протонов во время GLE. Добавочная концентрация восстанавливалась из профилей скорости ионизации, полученных при помощи модели RUSCOSMICS. Расчет добавочной электронной концентрации $n_e(h)$ во время SPE осуществлялся по известной формуле

$n_e(h) = \sqrt{q(h)/\alpha(h)}$ [Hargreaves, 1979], где $q(h)$ — скорость ионизации, а $\alpha(h)$ — эффективный коэффициент рекомбинации [$\text{см}^3 \text{с}^{-1}$]. Согласно эмпирической зависимости, полученной в работе [Gledhill, 1986] на основе экспериментальных данных для высот 50–100 км, $\alpha(h) = 0.501 \exp(-0.165h)$, где h — высота [км].

Модельный спектр протонов космических лучей в модели RUSCOSMICS для GLE70 содержит быструю (PC) и медленную (DC) компоненты, различающиеся спектром энергии и разделенные по времени (рис. 1, a). Для GLE72 спектр протонов космических лучей не разделяли на две составляющие (рис. 1, b , c).

Профили частоты столкновений электронов с нейтралами и ионами были рассчитаны на основе профилей электронной концентрации и данных модели NRLMSISE2000 с использованием формул на странице 109 книги [Schunk, Nagy, 2009].

Численные расчеты проводились в декартовой системе координат с осью Z , направленной вертикально вверх. Таким образом, область моделирования для численных экспериментов была параллелепипедом, включающим участок волновода Земля–ионосфера. Уровень поверхности Земли соответствовал плоскости $\{z = 0\}$.

В численных экспериментах использовались горизонтально однородная ионосфера и область размером 256×1000 км по горизонту, 125 км по высоте в атмосфере и ионосфере и 25 км в глубину в литосфере. Шаг сетки составлял по вертикали над поверхностью Земли $\Delta z = 0.25$ км, в литосфере $\Delta z = 0.125$ км и по горизонтали $\Delta x = \Delta y = 0.5$ км. Центр источника сигнала располагался на расстоянии 64 км от трех боковых граней полученного параллелепипеда.

Сигнал источника представлял собой сумму синусоид на частотах сигналов РСДН-20 11905, 12679, 14881 Гц. На расстоянии 64 км от левой вертикальной границы прямоугольной области моделирования, на параллельной этой границе части вертикальной плоскости шириной 128 км на высотах от поверх-

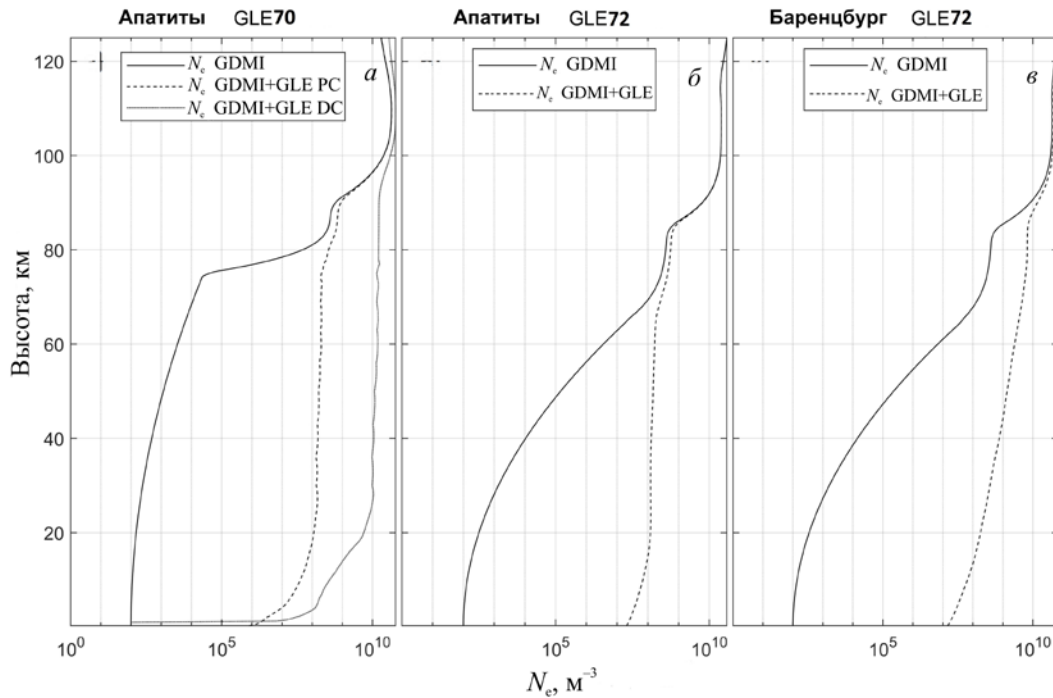


Рис. 1. Высотные профили электронной концентрации: *a* — Апатиты, GLE 70, 13 декабря 2006 г., 04:00 UTC; *б* — Апатиты, GLE 72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC; *в* — Баренцбург, GLE 72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC

ности Земли до 60 км было задано горизонтальное магнитное поле сигнала РСДН-20. Это позволило в первом приближении задать плоский фронт волны.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В работе рассмотрены два GLE-события с точки зрения распространения ОНЧ-сигналов РСДН-20 в высокоширотном регионе. Анализ амплитуд магнитной и электрической составляющих электромагнитного сигнала совместно с анализом скорости его распространения во время прихода DC сильного события GLE70 показал увеличение затухания сигнала более чем в пять раз и заметное снижение скорости его распространения, приводящие к фазовым искажениям (табл. 1 и 2). Вероятно, во время сильных GLE-событий в области высоких широт применение системы РСДН-20 по прямому назначению окажется невозможным. В то же время такие значительные амплитудные и фазовые изменения могут быть хорошим индикатором состояния профиля концентрации электронов на высокоширотной радиотрассе. Более слабое событие GLE72 и PC события GLE70 также оказывают заметное влияние на сигналы РСДН-20 (см. табл. 1 и 2) — вероятно, сократится дальность уверенного приема и увеличится погрешность определения местоположения при нахождении приемника в области высоких широт.

На рис. 2 показаны графики зависимости затухания вектора Пойтинга сигнала от частоты на поверхности Земли в процентах при прохождении одного километра радиотрассы во время GLE70 (Апа-

титы, панель *a*) и GLE72 (Баренцбург и Апатиты, панели *б*, *в*).

Из табл. 1 и рис. 2 видно, что в спокойных условиях и при относительно слабо возмущенной ионосфере для GLE72 в Апатитах уменьшение вектора Пойтинга сигнала на частоте 12679 Гц заметно больше, чем на частотах 11905 и 14881 Гц, т. е. зависимость затухания от частоты немонотонна. В случае сильно возмущенной ионосферы для GLE70 в Апатитах видно линейное убывание затухания в зависимости от частоты. В случае умеренно возмущенной ионосферы для GLE72 в Баренцбурге эта зависимость монотонно убывает, но не линейна.

Нарушение монотонности зависимости затухания сигнала от его частоты связано с особенностями распространения радиоволн в замагниченной столкновительной и сильно неоднородной по высоте плазме ионосферы и может быть объяснено следующим образом.

В высокоширотной ионосфере, где геомагнитное поле близко к вертикальному, для сигналов, у которых электрическое поле также близко к вертикальному, имеются две области по высоте с существенно разными режимами затухания сигнала. Граница между этими областями является поверхностью, которая приближенно описывается уравнением

$$v_e(\mathbf{r}) = 2\omega_{pe}(\mathbf{r}),$$

где $v_e(\mathbf{r})$ — частота столкновений электронов с нейтральными атомами и ионами (убывает с ростом высоты); $\omega_{pe}(\mathbf{r}) = e\sqrt{n_e(\mathbf{r})}/(\epsilon_0 m_e)$ — плазменная частота в системе СИ (возрастает с увеличением высоты); $n_e(\mathbf{r})$ — концентрация электронов. Ниже этой

Таблица 1

Затухание сигнала РСДН-20 в пересчете на 1 км радиотрассы

| Вычислительный эксперимент | Затухание вектора Пойтинга, %/км | Затухание E , %/км | Затухание H , %/км |
|---|-------------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| Апатиты, GLE70, 13 декабря 2006 г., 04:00 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.294 | 0.15 | 0.157 |
| GDMI 12649 Гц | 0.420 | 0.224 | 0.232 |
| GDMI 14881 Гц | 0.364 | 0.196 | 0.192 |
| GDMI + GLE PC 11905 Гц | 0.649 | 0.365 | 0.364 |
| GDMI + GLE PC 12649 Гц | 0.66 | 0.372 | 0.371 |
| GDMI + GLE PC 14881 Гц | 0.569 | 0.314 | 0.314 |
| GDMI + GLE DC 11905 Гц | 1.408 | 1.01 | 1.01 |
| GDMI + GLE DC 12649 Гц | 1.385 | 0.982 | 0.981 |
| GDMI + GLE DC 14881 Гц | 1.287 | 0.874 | 0.873 |
| Баренцбург, GLE72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.283 | 0.149 | 0.143 |
| GDMI 12649 Гц | 0.321 | 0.169 | 0.165 |
| GDMI 14881 Гц | 0.27 | 0.142 | 0.14 |
| GDMI + GLE 11905 Гц | 0.786 | 0.456 | 0.456 |
| GDMI + GLE 12649 Гц | 0.779 | 0.452 | 0.451 |
| GDMI + GLE 14881 Гц | 0.674 | 0.38 | 0.38 |
| Апатиты, GLE72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.252 | 0.132 | 0.124 |
| GDMI 12649 Гц | 0.295 | 0.155 | 0.149 |
| GDMI 14881 Гц | 0.268 | 0.141 | 0.14 |
| GDMI + GLE 11905 Гц | 0.568 | 0.314 | 0.313 |
| GDMI + GLE 12649 Гц | 0.586 | 0.325 | 0.324 |
| GDMI + GLE 14881 Гц | 0.502 | 0.273 | 0.272 |

Серым цветом отмечены возмущенные условия.

Таблица 2

Запаздывание фазы сигнала РСДН-20 в пересчете на 1 км радиотрассы относительно распространения в вакууме

| Вычислительный эксперимент | Задержка фазы потока энергии, рад/км | Задержка фазы E , рад/км | Задержка фазы H , рад/км |
|---|--------------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Апатиты, GLE70, 13 декабря 2006 г., 04:00 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.0096 | 0.018 | 0.0169 |
| GDMI 12649 Гц | 0.0051 | 0.0089 | 0.0079 |
| GDMI 14881 Гц | 0.0082 | 0.0087 | 0.0085 |
| GDMI + GLE PC 11905 Гц | 0.0083 | 0.0141 | 0.0134 |
| GDMI + GLE PC 12649 Гц | 0.0062 | 0.0082 | 0.0079 |
| GDMI + GLE PC 14881 Гц | 0.0087 | 0.009 | 0.008 |
| GDMI + GLE DC 11905 Гц | 0.1229 | 0.0755 | 0.0738 |
| GDMI + GLE DC 12649 Гц | 0.0827 | 0.0537 | 0.0521 |
| GDMI + GLE DC 14881 Гц | 0.0239 | 0.0151 | 0.0159 |
| Баренцбург, GLE72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.0145 | 0.0214 | 0.021 |
| GDMI 12649 Гц | 0.0115 | 0.0189 | 0.0181 |
| GDMI 14881 Гц | 0.0077 | 0.0106 | 0.0104 |
| GDMI + GLE 11905 Гц | 0.0122 | 0.0183 | 0.0168 |
| GDMI + GLE 12649 Гц | 0.0091 | 0.0102 | 0.011 |
| GDMI + GLE 14881 Гц | 0.0074 | 0.0081 | 0.0084 |
| Апатиты, GLE72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC | | | |
| GDMI 11905 Гц | 0.0157 | 0.0244 | 0.0222 |
| GDMI 12649 Гц | 0.0129 | 0.0183 | 0.0185 |
| GDMI 14881 Гц | 0.0075 | 0.0108 | 0.0107 |
| GDMI + GLE 11905 Гц | 0.0075 | 0.015 | 0.0149 |
| GDMI + GLE 12649 Гц | 0.0055 | 0.0092 | 0.009 |
| GDMI + GLE 14881 Гц | 0.009 | 0.0082 | 0.0078 |

Серым цветом отмечены возмущенные условия.

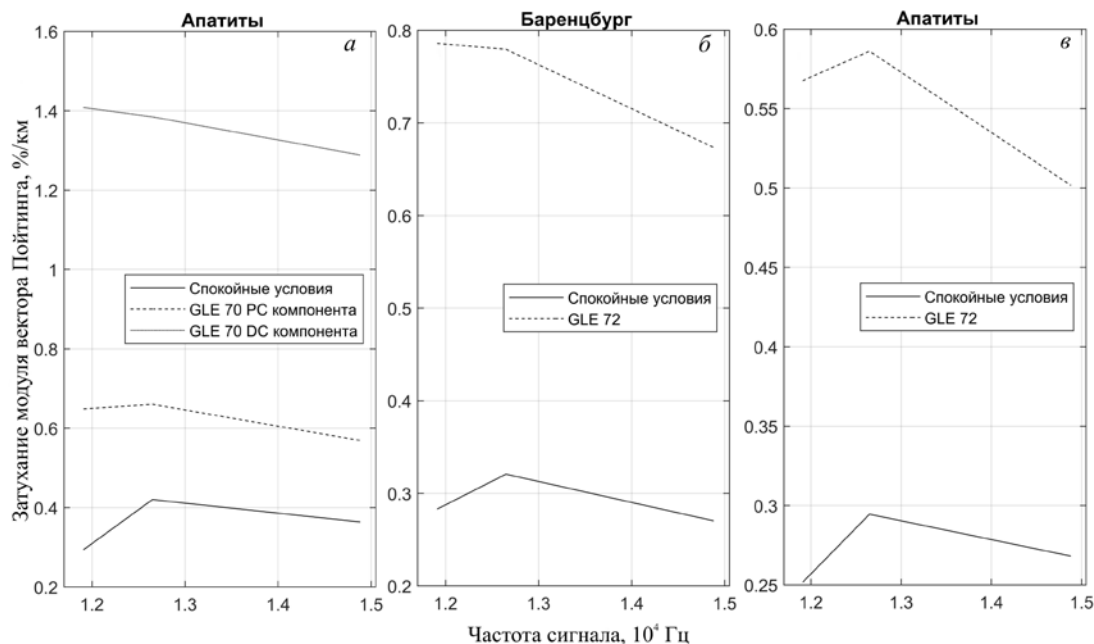


Рис. 2. Графики потери энергии в процентах на один километр радиотрассы в зависимости от частоты на уровне поверхности Земли: *а* — Апатиты, GLE 70, 13 декабря 2006 г., 04:00 UTC; *б* — Баренцбург, GLE 72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC; *в* — Апатиты, GLE 72, 10 сентября 2017 г., 16:15 UTC

границы находится область, в которой выполнено условие $v_e(\mathbf{r}) > 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$ и имеет место один режим затухания слабого сигнала, выше — область, в которой $v_e(\mathbf{r}) < 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$ и, следовательно, имеет место другой режим затухания слабого сигнала.

В спокойных условиях отражение сигналов рассмотренных трех частот в ионосфере над Апатитами и Баренцбургом происходит в слое толщиной примерно 15 км, который примерно пополам охватывает верх нижней области (определяемой условием $v_e > 2\omega_{pe}$) и низ верхней области (определяемой условием $v_e < 2\omega_{pe}$). В возмущенных условиях из-за увеличенной электронной концентрации в ионосфере слой отражения сигнала значительно смещается вниз и полностью лежит в нижней области, определяемой условием $v_e > 2\omega_{pe}$. Этим и объясняется различное затухание сигналов в спокойных и возмущенных условиях.

Для обоснования этих утверждений рассмотрим процесс затухания сигнала на верхней границе волновода Земля–ионосфера в случае замыкания системы уравнений Максвелла линеаризованным уравнением потока импульса для электронов в столкновительной плазме в присутствии внешнего магнитного поля, что традиционно применяется для описания распространения слабых сигналов в волноводе Земля–ионосфера.

Введем следующие обозначения: $\mathbf{r}=(x, y, z)$ — вектор декартовых координат в пространстве \mathbb{R}^3 ; t — время; $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ — векторы напряженности и индукции электрического и магнитного полей сигнала; $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — плотность тока сигнала; $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ — вектор индукции заданного внешнего геомагнитного

поля; $B_0(\mathbf{r}) = |\mathbf{B}_0(\mathbf{r})|$ и $\mathbf{b}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r})/B_0(\mathbf{r})$ — его величина и единичный вектор вдоль него. Для произвольного векторного поля $\mathbf{a}(\mathbf{r}, t)$ введем его продольную компоненту $a_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ и ортогональную $a_{\perp}(\mathbf{r}, t)$, а также продольную $\mathbf{a}_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{r}, t)$ части по отношению к внешнему геомагнитному полю, которые определяются формулами

$$a_{\parallel} = (\mathbf{a}\mathbf{b}_0), \mathbf{a}_{\parallel} = a_{\parallel}\mathbf{b}_0, \mathbf{a}_{\perp} = \mathbf{a} - \mathbf{a}_{\parallel}. \quad (1)$$

Уравнения Максвелла для индукции в случае плазмы имеют тот же вид, что и в вакууме [Лифшиц, Питаевский, 1979], и в системе СИ принимают форму

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\mathbf{E}, \operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathbf{H}. \quad (2)$$

В плазме материальные уравнения [Лифшиц, Питаевский, 1979] в системе СИ имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_0\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t), \end{aligned}$$

где ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные; $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ — вектор поляризации, который связан с плотностью тока плазмы $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и ее плотностью заряда $\rho(\mathbf{r}, t)$ соотношениями

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= -\rho(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \end{aligned}$$

Рассматриваются достаточно высокочастотные сигналы с частотами на порядки выше циклотронной частоты ионов, с малой амплитудой и длиной волны на порядки большей дебаевского радиуса электро-

нов в ионосфере. Для таких сигналов можно считать, что плотность тока сигнала создают только электроны, т. е. $\mathbf{j} \equiv \mathbf{j}_e$. Система уравнений Максвелла (2) замыкается линеаризованным уравнением потока импульса для электронов, записанным через плотность их тока, который создается полем сигнала:

$$\frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = v_e(\mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \omega_{ce}(\mathbf{r}) \times [\mathbf{b}_0(\mathbf{r}) \times \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)] + \varepsilon_0 \omega_{pe}^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где $\omega_{ce}(\mathbf{r}) = eB_0(\mathbf{r})/m_e$ — гирочастота электронов во внешнем геомагнитном поле. В результате система уравнений, которая определяет поле сигнала и численно решается в модели, примет вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}; \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c_0^2 \text{rot} \mathbf{B} - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{j}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -v_e \mathbf{j} + \omega_{ce} [\mathbf{b}_0 \times \mathbf{j}] + \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E},$$

где $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ — скорость света в вакууме.

Для анализа процесса затухания сигнала можно отбросить в уравнениях (4) пространственные производные, поскольку они описывают пространственное распространение сигнала. В результате получим систему линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с производными по времени 1-го порядка и координатой \mathbf{r} в роли параметра:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{j}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -v_e \mathbf{j} + \omega_{ce} [\mathbf{b}_0 \times \mathbf{j}] + \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E}.$$

Подстановка первого уравнения в (5) во второе позволяет получить линейную однородную систему дифференциальных (по времени t) уравнений 2-го порядка относительно электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + v_e(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \omega_{ce}(\mathbf{r}) \left[\mathbf{b}_0(\mathbf{r}) \times \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right] + \omega_{pe}^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (6)$$

Для системы уравнений (6) можно получить в аналитической форме решение задачи Коши с начальным условием

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t^0) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t^0) = \mathbf{j}^0(\mathbf{r}). \quad (7)$$

Для получения аналитического решения нужно задачу Коши (6), (7) разделить на две независимых задачи для продольной и ортогональной частей электрического поля. Применим к $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ разложение (1) на продольную и поперечную части:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) \mathbf{b}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t), \quad (8)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = j_{\parallel}(\mathbf{r}, t) \mathbf{b}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_{\perp}(\mathbf{r}, t).$$

Подстановка выражений (8) в уравнения (5) и (6), а также в начальное условие (7) дает задачи Коши для продольной части электрического поля:

$$\frac{\partial^2 E_{\parallel}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} + v_e(\mathbf{r}) \frac{\partial E_{\parallel}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \omega_{pe}^2(\mathbf{r}) E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (9)$$

$$\mathbf{j}_{\parallel} = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial t},$$

$$E_{\parallel}(\mathbf{r}, t^0) = E_{\parallel}^0(\mathbf{r}), \quad j_{\parallel}(\mathbf{r}, t^0) = j_{\parallel}^0(\mathbf{r}), \quad (10)$$

а также для ортогональной части электрического поля:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t^2} + v^2(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} - \omega_{ce}(\mathbf{r}) \left[\mathbf{b}_0(\mathbf{r}) \times \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} \right] + \omega_{pe}^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{0}, \quad (11)$$

$$j_{\perp} = -\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t},$$

$$\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t^0) = \mathbf{E}_{\perp}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{j}_{\perp}(\mathbf{r}, t^0) = \mathbf{j}_{\perp}^0(\mathbf{r}). \quad (12)$$

Первое уравнение в (9) для $E_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ при каждом фиксированном \mathbf{r} является известным уравнением гармонического осциллятора с затуханием, которое имеет стандартную форму

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} + 2\gamma_0 \frac{dx(t)}{dt} + \omega_0^2 x(t) = 0,$$

где $\gamma_0 = v_e(\mathbf{r})/2$, $\omega_0 = \omega_{pe}(\mathbf{r})$. Решение задачи Коши (9), (10) для продольных компонент зависит от знака функции

$$Q(\mathbf{r}) = v_e^2(\mathbf{r}) - 4\omega_{pe}^2(\mathbf{r}) \quad (13)$$

и задается следующими формулами, в которых используются обозначения $\tau = t - t^0$ и

$$q(\mathbf{r}) = \sqrt{|Q(\mathbf{r})|} = \sqrt{|v_e^2(\mathbf{r}) - 4\omega_{pe}^2(\mathbf{r})|}:$$

1) при $Q(\mathbf{r}) > 0$, т. е. когда $v_e(\mathbf{r}) > 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$,

$$E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-\frac{v_e \tau}{2}\right) \times \left[E_{\parallel}^0 \left(\text{ch}\left(\frac{q\tau}{2}\right) + \frac{v_e}{q} \text{sh}\left(\frac{q\tau}{2}\right) \right) - \frac{2j_{\parallel}^0}{\varepsilon_0 q} \text{sh}\left(\frac{q\tau}{2}\right) \right]; \quad (14)$$

2) при $Q(\mathbf{r}) = 0$, т. е. когда $v_e(\mathbf{r}) = 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$,

$$E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-\frac{v_e(\mathbf{r}) \tau}{2}\right) \times \left[E_{\parallel}^0(\mathbf{r}) \left(1 + \frac{v_e(\mathbf{r}) \tau}{2} \right) - \frac{1}{\varepsilon_0} j_{\parallel}^0(\mathbf{r}) \tau \right]; \quad (15)$$

3) при $Q(\mathbf{r}) < 0$, т. е. когда $v_e(\mathbf{r}) < 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$,

$$E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-\frac{v_e \tau}{2}\right) \times \left[E_{\parallel}^0 \left(\cos\left(\frac{q\tau}{2}\right) + \frac{v_e}{q} \sin\left(\frac{q\tau}{2}\right) \right) - \frac{2j_{\parallel}^0}{\varepsilon_0 q} \sin\left(\frac{q\tau}{2}\right) \right]. \quad (16)$$

Заметим, что решение (14) для нижней области затухает со временем экспоненциально как

$$\begin{aligned} & \exp\left(-\frac{\tau}{2}(v_e(\mathbf{r})-q(\mathbf{r}))\right)= \\ & = \exp\left(-\frac{\tau}{2}\left(v_e(\mathbf{r})-\sqrt{v_e^2(\mathbf{r})-4\omega_{pe}^2(\mathbf{r})}\right)\right), \end{aligned}$$

а решение (16) для верхней области затухает со временем как $\exp\left(-\frac{\tau}{2}v_e(\mathbf{r})\right)$, т. е. существенно быстрее.

Аналитическое решение задачи Коши (11), (12) для ортогональных компонент не зависит от знака функции (13), т. е. одинаково для обеих областей $v_e(\mathbf{r}) > 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$ и $v_e(\mathbf{r}) < 2\omega_{pe}(\mathbf{r})$. Это решение имеет аналогичную (16) форму и достаточно громоздкий вид линейной комбинации из четырех слагаемых в виде произведения затухающей экспоненты и гармонической функции

$$\begin{aligned} & \exp(-\alpha_1\tau)\cos(\omega_1\tau), \quad \exp(-\alpha_1\tau)\sin(\omega_1\tau), \\ & \exp(-\alpha_2\tau)\cos(\omega_2\tau), \quad \exp(-\alpha_2\tau)\sin(\omega_2\tau), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_{1,2}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \times \\ & \times \left(v_e \mp \sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{(v_e^2 - \omega_{ce}^2 - 4\omega_{pe}^2)^2 + 4v_e^2\omega_{ce}^2} + (v_e^2 - \omega_{ce}^2 - 4\omega_{pe}^2)} \right), \\ \omega_{1,2}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \times \\ & \times \left(\omega_{ce} \mp \sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{(v_e^2 - \omega_{ce}^2 - 4\omega_{pe}^2)^2 + 4v_e^2\omega_{ce}^2} - (v_e^2 - \omega_{ce}^2 - 4\omega_{pe}^2)} \right). \end{aligned}$$

В рассматриваемых экспериментах даже на удаленном от источника участке волновода волны распространяются не строго параллельно поверхности Земли, а под небольшим углом относительно горизонта. Магнитное поле также направлено под небольшим углом относительно вертикали к поверхности Земли, поэтому основной частью для электрического поля и для тока является их продольная часть. Такая конфигурация полей приблизительно соответствует ситуации, существующей в высокоширотной части волновода Земля–ионосфера для ОНЧ-сигналов от удаленного источника, и позволяет проанализировать процессы, происходящие во время отражения сигнала от ионосферы.

Из вышеприведенного решения видно, что существуют области с различным характером затухания основной продольной части сигнала и положение границы по вертикали между ними зависит от соотношения частоты столкновений электронов и плазменной частоты.

Полученный для горизонтально однородной ионосферы характер зависимости затухания сигнала от его частоты можно объяснить поведением функции $q(z)$, высотный профиль которой показан красной штриховой линией на панелях *a* рис. 3–5, а также на панелях *a* и *b* рис. 6 и 7. На этих же панелях черной линией изображен усредненный по простран-

ству на дистанции 100 км вдоль волновой нормали модуль вертикальной компоненты напряженности электрического поля $\langle |E_z| \rangle_{100 \text{ км}}(z)$. Этот профиль

показывает высоту отражения сигнала и характерные значения электрического поля сигнала в волноводе на высотах от 0 до 80 км.

На панелях *b* рис. 3–5 красной линией показан высотный профиль частоты столкновений электронов с нейтральными атомами и ионами $v_e(z)$, синей линией — высотный профиль удвоенной плазменной частоты $2\omega_{pe}(z)$. Обозначенная кружком на панелях *a* и *b* точка пересечения этих графиков z_0 , в которой $v_e(z_0) = 2\omega_{pe}(z_0)$ и $q(z_0) = 0$, определяет границу между областями с разным характером затухания сигнала. Видно, что в этой точке производные функции $q(z) = \sqrt{v_e^2(z) - 4\omega_{pe}^2(z)}$ снизу и сверху близки к бесконечностям разных знаков.

На панелях *b* рис. 3–5 приведены вертикальные распределения модуля E_z -компоненты напряженности электрического поля, по которым можно определить высоты отражения сигнала РСДН-20.

Анализ рис. 3–5 показывает, что в спокойных условиях точка z_0 , в которой $v_e(z_0) = 2\omega_{pe}(z_0)$ и $q(z_0) = 0$, лежит в нижней части области отражения сигнала от ионосферы (см. рис. 3). В условиях возрастания электронной плотности средней интенсивности во время прихода РС GLE эта точка z_0 оказывается внутри области отражения сигнала (см. рис. 4), а во время прихода DC-компоненты GLE, когда возрастание концентрации было значительным, высота отражения сигнала РСДН-20 снизилась настолько, что точка z_0 оказалась выше области отражения (рис. 5).

На рис. 6, 7 на панелях *a* и *b* красной штриховой линией показан высотный профиль функции $q(z)$, черной линией — высотный профиль усредненного по пространству на дистанции 100 км вдоль волновой нормали модуль вертикальной компоненты напряженности электрического поля $\langle |E_z| \rangle_{100 \text{ км}}(z)$. На панелях *b* и *z* представлены вертикальные распределения модуля E_z -компоненты напряженности электрического поля.

На рис. 6 для параметров ионосферы над Апатитами как в спокойных условиях (на панелях *a* и *b*), так и в условиях с GLE (на панелях *b* и *z*) точка z_0 , в которой функция $q(z_0) = 0$, оказывается внутри области отражения сигнала. На рис. 7 для параметров ионосферы над Баренцбургом в спокойных условиях (на панелях *a* и *b*) точка z_0 обращения в нуль функции $q(z)$ расположена внутри области отражения сигнала, а в условиях с GLE (на панелях *b* и *z*) точка z_0 оказывается на верхней границе области отражения сигнала.

Сравнивая взаимное расположение точки z_0 обращения в нуль функции $q(z)$ и области отражения сигнала РСДН-20 (см. рис. 3–7) с графиками затухания

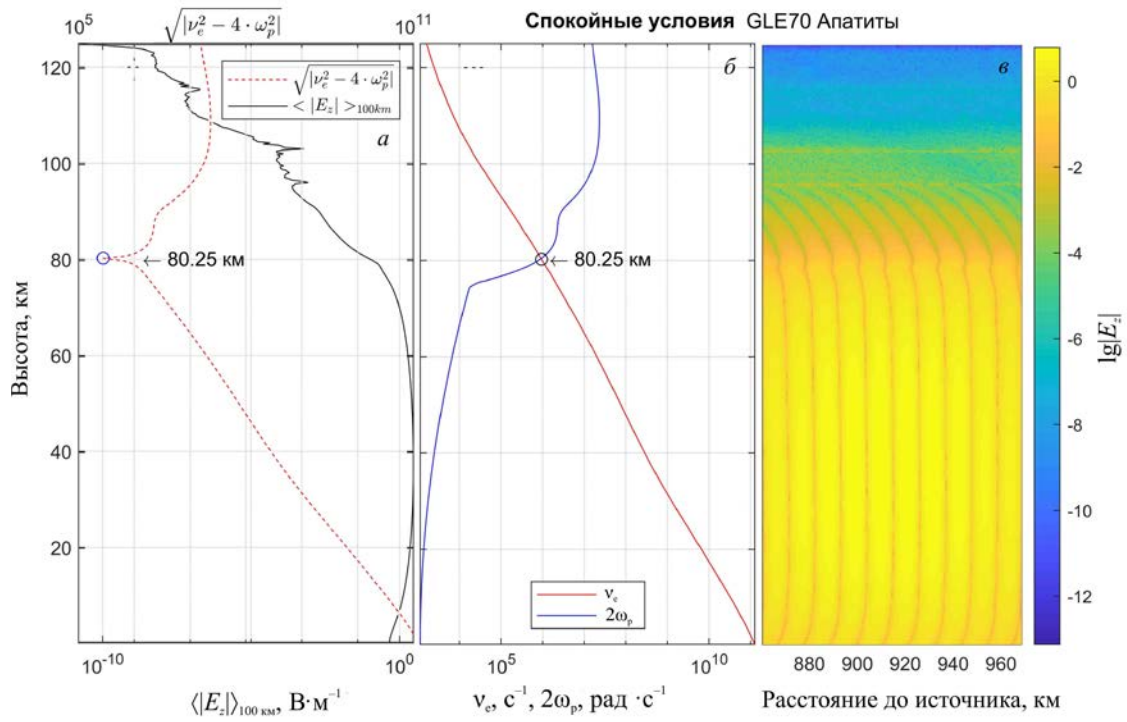


Рис. 3. Результаты расчетов для спокойных условий без учета ионизации высокоэнергичными протонами во время GLE70 с параметрами ионосферы над Апатитами. На панели а: красная штриховая линия — функция $q(z)$; черная линия — усредненный по пространству на дистанции 100 км вдоль волновой нормали модуль вертикальной компоненты напряженности электрического поля $\langle |E_z| \rangle_{100 \text{ км}}(z)$. На панели б: красная линия — профиль частоты столкновений электронов $\nu_e(z)$; синяя линия — удвоенная плазменная частота $2\omega_p(z)$. На панели в: вертикальное распределение модуля E_z -компоненты напряженности электрического поля

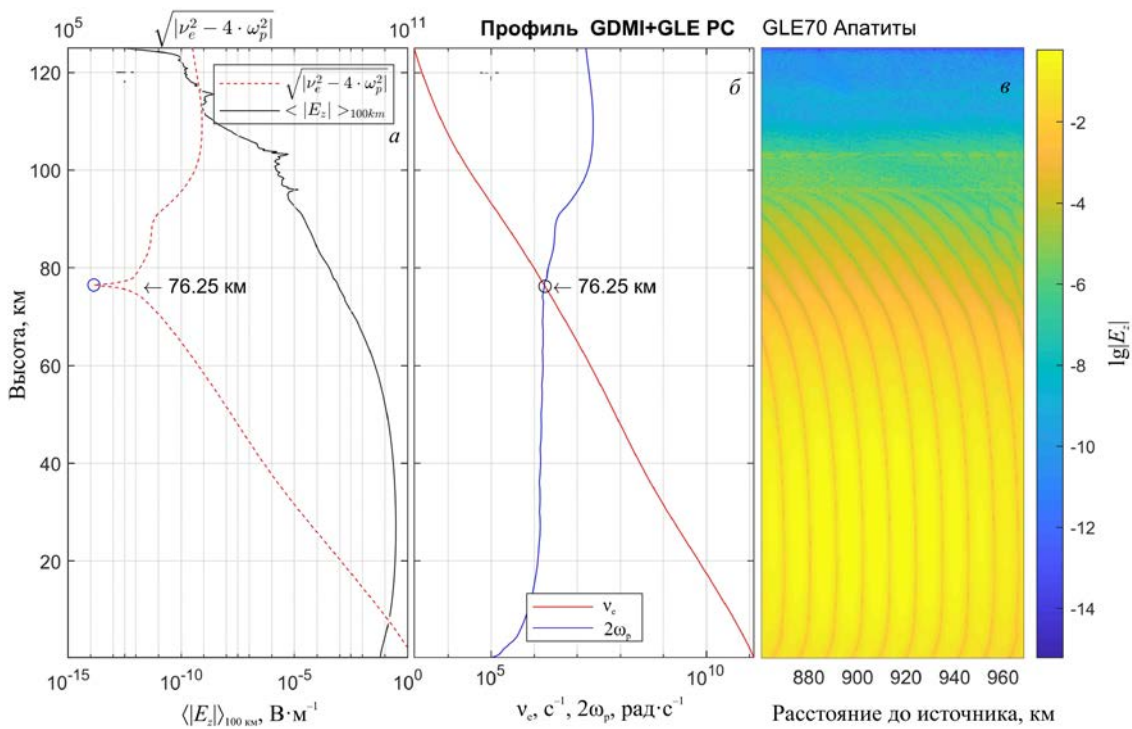


Рис. 4. Результаты расчетов для возмущенных условий с учетом ионизации высокоэнергичными протонами во время GLE70 (PC) с параметрами ионосферы над Апатитами. Обозначения те же, что на рис. 3

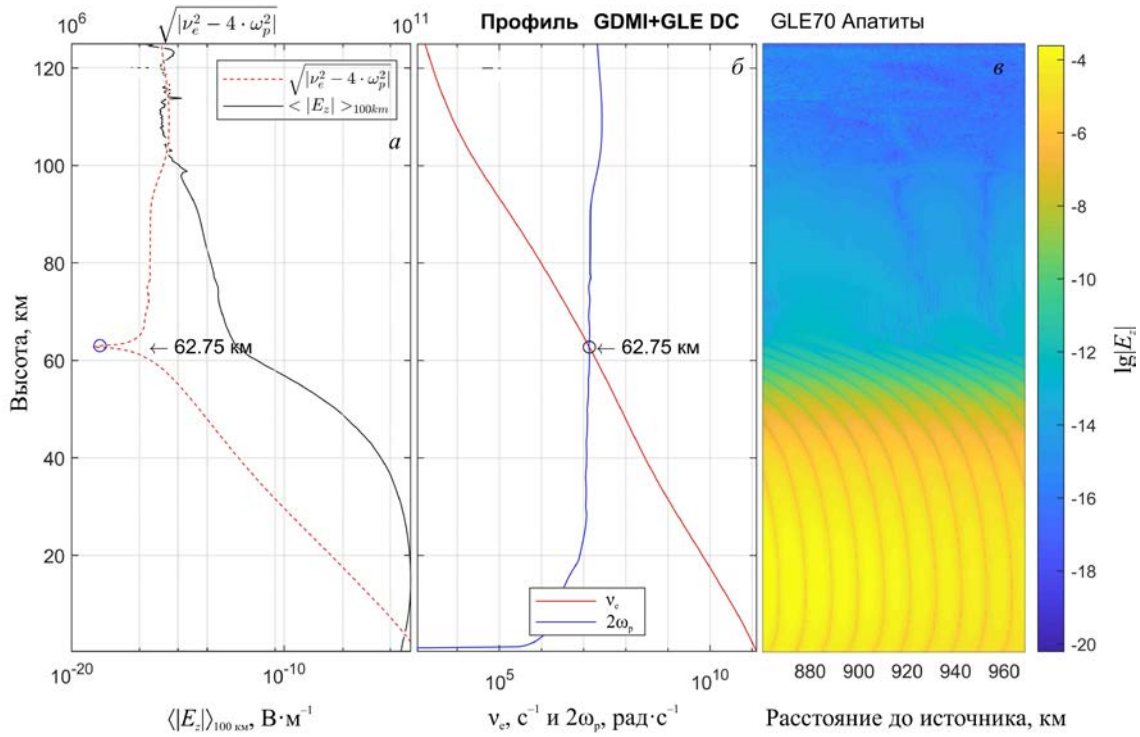


Рис. 5. То же, что на рис. 4, во время прихода DC GLE70

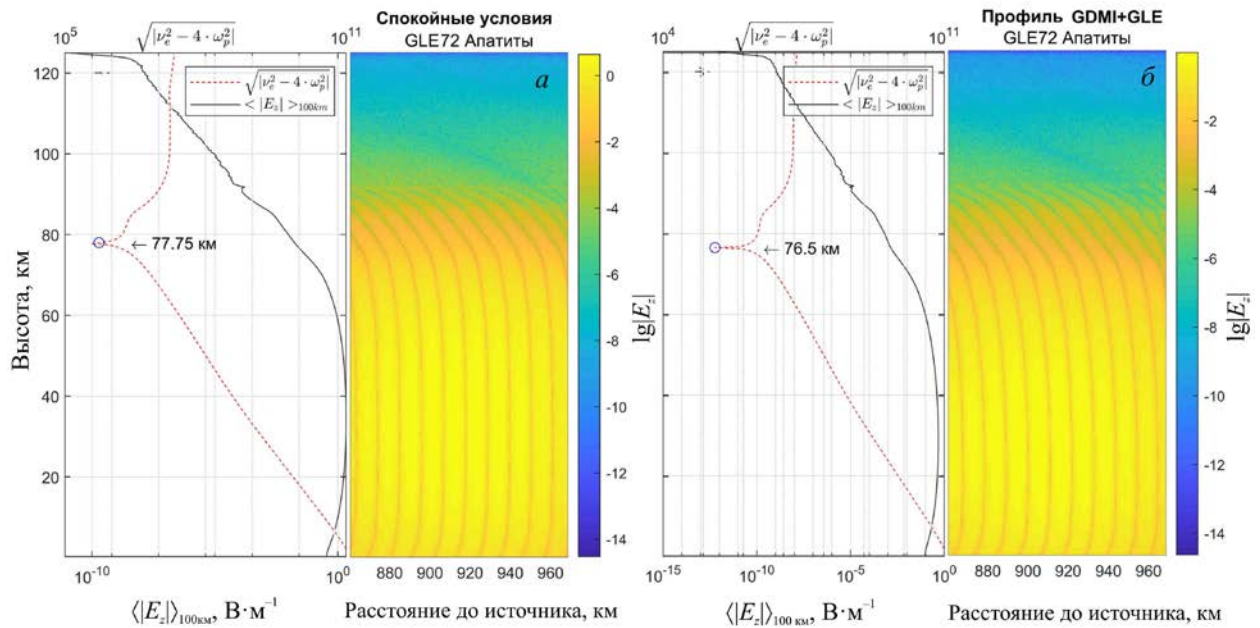


Рис. 6. Результаты расчетов для GLE72 с параметрами ионосферы над Апатитами. На панелях а, в: красная штриховая линия — функция $q(z)$; черная линия — усредненный по пространству на дистанции 100 км вдоль волновой нормали модуль вертикальной компоненты напряженности электрического поля $\langle |E_z| \rangle_{100 \text{ км}}(z)$. На панелях б, г: вертикальное распределение модуля E_z -компоненты напряженности электрического поля. На панелях а, б показаны результаты для спокойных условий без учета дополнительной ионизации, на панелях в, г — с учетом дополнительной ионизации высокоэнергичными протонами во время GLE72

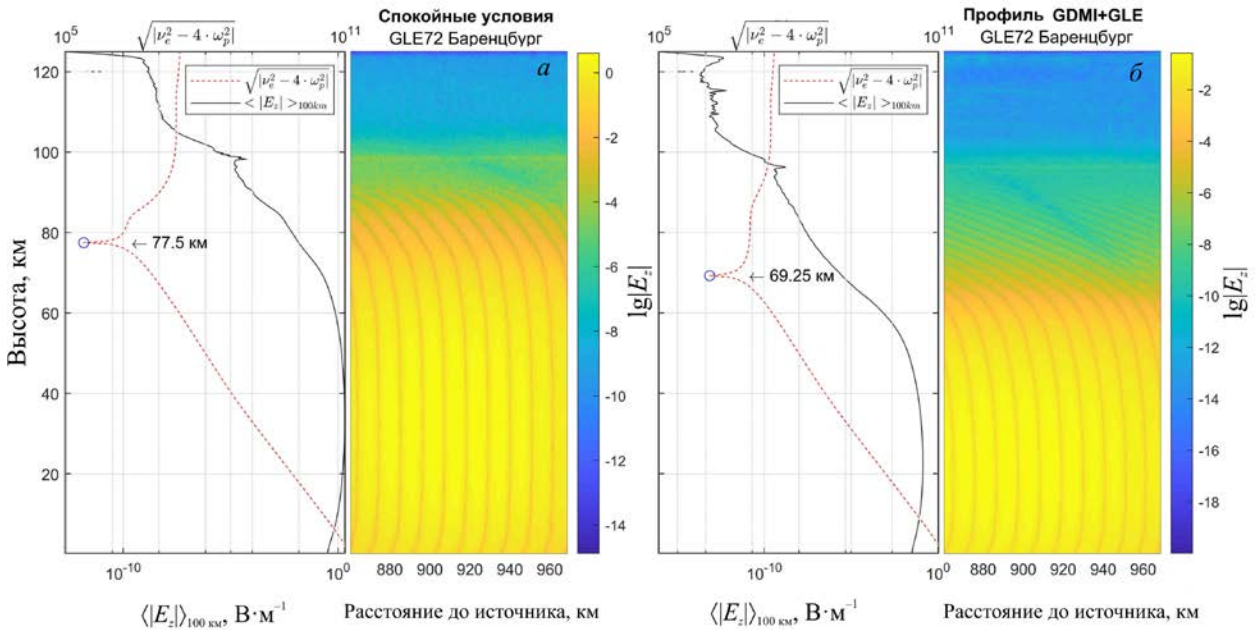


Рис. 7. То же, что на рис. 6, с использованием параметров ионосферы над Баренцбургом

вектора Пойтинга в процентах на один километр радиотрасс в зависимости от частоты (см. рис. 2), можно сделать вывод, что вид зависимости затухания от частоты связан с положением точки z_0 . В случае, когда точка z_0 оказывается внутри области отражения сигнала, наблюдается нелинейный вид зависимости затухания от частоты. В случае, когда точка z_0 оказывается выше области отражения сигнала, зависимость затухания от частоты стремится к линейной, и тогда сигналы на низких частотах затухают сильнее по сравнению с сигналами на высоких частотах.

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ В ОБСЕРВАТОРИЯХ

На рис. 8 изображен суточный график скорости счета нейтронного монитора в процентах от среднего значения на 10 сентября 2017 г. При отображении данных использовалось 5-минутное усреднение. Видно заметное возрастание скорости счета нейтронов после 16 UT. Анализ данных наземной регистрации в обсерваториях ПГИ «Ловозеро» и «Тулума» с 16:00 по 16:40 UT 10 сентября 2017 г. выявил заметное снижение амплитуды сигналов РСДН-20 на всех частотах. На рис. 9 представлены амплитуды напряженности магнитного поля сигнала Краснодарского передатчика, зарегистрированные в обсерваториях «Ловозеро» (68°02' N 35°00' E) и «Тулума» (68°49' N 32°42' E) 10 сентября 2017 г. во время GLE72.

На рис. 9, а, б видно уменьшение амплитуд сигналов на всех рассматриваемых частотах сразу в обсерваториях «Ловозеро» и «Тулума». Необходимо отметить, что сигнал на частоте 14881 Гц во время GLE затухает сильнее, чем сигналы на частотах 11905 и 12649 Гц, которые затухают практически одинаково, что объясняется небольшой разницей (менее 1 кГц) их частот.

Результаты наблюдений в обсерваториях «Ловозеро» и «Тулума» во время GLE72 в целом согласу-

ются с результатами вычислительного эксперимента. Амплитуды сигналов уменьшаются на всех частотах системы РСДН-20, как и в вычислительном эксперименте. В то же время есть и отличия: в вычислительном эксперименте сигнал на частоте 14881 Гц во время GLE затухает слабее сигналов на частотах 11905 и 12649 Гц, а в результатах наблюдений наоборот (см. табл. 1 и рис. 9). Затухание амплитуды в вычислительном эксперименте сильнее.

В средних широтах по данным геофизической обсерватории «Михнево» (54.9° N, 37.8° E) Института динамики геосфер РАН для этого случая наблюдалось, наоборот, повышение амплитуды ОНЧ-сигналов передатчиков GQD (22100 Гц, 54.732° N, 2.883° E) и GBZ (19580 Гц, 54.912° N, 3.278° E), расположенных в Великобритании [Гаврилов и др., 2019].

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Необходимо отметить ограничения применяемых в работе методов. Результаты вычислительных экспериментов с использованием численной модели распространения электромагнитных волн определяются заданными источником сигнала и условиями сред распространения, что является одновременно преимуществом данного метода и его главным недостатком.

Ошибки при задании источника возникают из-за рассогласования задаваемой конфигурации поля с действительными условиями среды распространения. Идеально согласовать источник со средой и модельной системой уравнений — задача крайне сложная, особенно если источник не является точечным, однако влияние такого рассогласования на результаты быстро снижается при увеличении расстояния до источника. В представленной работе анализируются результаты вычислительных экспериментов для самого удаленного участка прямоугольной области моделирования на расстоянии 850 км от источника.



Рис. 8. Скорость счета нейтронного монитора в процентах от среднего значения на 10 сентября 2017 г. При отображении данных использовалось 5-минутное усреднение; по оси абсцисс — UT

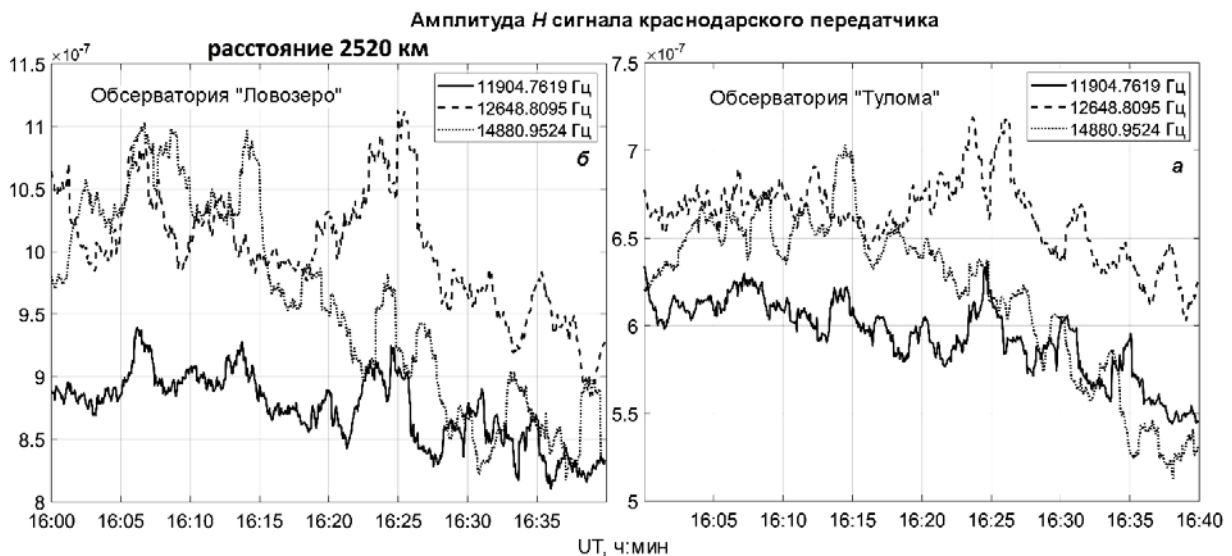


Рис. 9. Амплитуды напряженности магнитного поля сигнала краснодарского передатчика, зарегистрированные 10 сентября 2017 г.: а — в обсерватории «Ловозеро»; б — в обсерватории «Тулума»; по осям абсцисс — UT

В отличие от неидеально заданного источника, неточно заданные условия сред распространения не могут быть никак скомпенсированы. Однако надо учитывать, что есть участки сред распространения, влияние которых на результаты вычислительного эксперимента слабо. Например, структура литосферы слабо влияет на сигналы исследуемого частотного диапазона. Также почти не оказывают влияния на сигнал участки волновода с низкой концентрацией электронов или высокой частотой столкновений их с нейтральными частицами и ионами, к которым относятся тропосфера при любых условиях и нижняя атмосфера до высот 50–60 км в спокойных условиях. Область отражения сигнала, наоборот, имеет особо важное значение, и небольшие отклонения в заданном профиле электронной концентрации могут оказывать заметное влияние на характер

затухания сигнала. Несмотря на общий тренд уменьшения амплитуды сигнала по данным как обсерваторий «Ловозеро» и «Тулума», так и вычислительного эксперимента, во время GLE72 наблюдаются заметные различия между смоделированным и зарегистрированным при наблюдениях поведением сигналов разных частот. Так, в вычислительном эксперименте сигнал на частоте 14881 Гц во время GLE затухает слабее сигналов на частотах 11905 и 12649 Гц, а в результатах наблюдений наоборот (см. табл. 1 и рис. 9). Причинами такого расхождения результатов могут быть неполное соответствие модельного профиля концентрации электронов реальному профилю в области отражения сигнала, наличие участка сильно горизонтально неоднородной ионосферы [Akhmetov et al., 2023] или и то и другое вместе.

Возможные неточности при задании ионосферных параметров не делают результаты вычислительных экспериментов неверными, поскольку они полностью соответствуют представленным на рис. 1 профилям концентрации электронов, однако сами профили могут не полностью соответствовать реальным условиям, существовавшим во время GLE72 10 сентября 2017 г. К сожалению, возможности систематических измерений концентрации и температуры электронов в диапазоне высот от 1 до ~70 км отсутствуют полностью, а на больших высотах сопряжены с высокими финансовыми затратами, что делает сеть радаров и ионозондов крайне редкой. В таких условиях альтернативы использованию модельных профилей электронной концентрации чаще всего нет.

С точки зрения мониторинга состояния ионосферы на высокоширотных радиотрассах использование сигналов РСДН-20 возможно при условии достаточно небольшого расстояния между пунктами регистрации (~200 км) и значительного удаления их от источника сигнала — более 1000 км. Ограничение длины радиотрассы обусловлено значительной горизонтальной неоднородностью высокоширотной ионосферы, которая, как показано в работе [Akhmetov et al., 2023], приводит к заметным искажениям сигналов РСДН-20. Вероятность появления значительных неоднородностей на короткой радиотрассе меньше, чем на длинной. Требование удаленности от источника вызвано интерференционным наложением множества мод сигнала в ближней и средней зонах, делающим интерпретацию результатов слишком сложной. Таким образом, для исследований ионосферы на Кольском п-ове хорошо подходит только краснодарский передатчик РСДН-20 (45°24' N 38°09' E), сигнал которого идет почти строго с юга на север. Сигналы других передатчиков идут скорее с востока на запад и до того, как будут зарегистрированы в обсерваториях ПГИ, проходят значительный участок радиотрассы в области высоких широт

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с помощью численного моделирования исследованы особенности распространения сигналов РСДН-20 в высокоширотной области волновода Земля–ионосфера во время событий GLE70 и GLE72. На основе совместного анализа части уравнений Максвелла, связанной с затуханием электромагнитного сигнала, и результатов вычислительных экспериментов обнаружено нарушение монотонности частотной зависимости затухания сигнала. Показано, что это связано с высотой отражения сигнала и высотными профилями электронной концентрации и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами и с ионами.

Представлены оценки затухания амплитуд сигналов и задержки фазы в спокойных условиях и в условиях GLE-событий. Оценки могут быть использованы на коротких радиотрассах 100–200 км в области высоких широт для мониторинга состояния ионосферы.

Показано, что во время сильного GLE70 на широте г. Апатиты затухание амплитуды сигнала может усилиться в ~6 раз, а во время слабого GLE72

~2 раза. На широте Баренцбурга во время GLE72 затухание стало сильнее в три раза.

Обнаружено, что в случае, когда точка пересечения высотного профиля частоты столкновений электронов $\nu_e(z)$ с профилем удвоенной плазменной частоты $2\omega_{pe}(z)$ оказывается внутри области отражения сигнала, наблюдается нелинейная зависимость затухания от частоты. В случае, когда точка пересечения этих профилей оказывается выше области отражения сигнала, зависимость затухания от частоты близка к убывающей линейной, и тогда сигналы на низких частотах затухают сильнее сигналов на высоких частотах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-77-10018) (Ахметов О.И., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Балабин Ю.В.) [<https://rscf.ru/project/18-77-10018/>].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В. и др. Определение характеристик ИЧ-волн, наиболее сильно реагирующих на незначительные изменения электронной плотности ионосферы в области высоких широт. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5, № 4. С. 99–109. DOI: [10.12737/szf-54201911](https://doi.org/10.12737/szf-54201911).

Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В. и др. Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различном состоянии ионосферы на частотах системы радионавигации РСДН-20 (Альфа). *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2021а. Т. 61, № 3. С. 366–378. DOI: [10.31857/S0016794021030020](https://doi.org/10.31857/S0016794021030020).

Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В. и др. Распространение электромагнитных волн в области высоких широт при различном состоянии ионосферы на частотах системы точного времени бета. *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2021б. Т. 85, № 3. С. 315–320. DOI: [10.31857/S0367676521020034](https://doi.org/10.31857/S0367676521020034).

Гаврилов Б.Г., Ермак В.М., Поклад Ю.В., Ряховский И.А. Оценка изменений параметров среднеширотной нижней ионосферы, вызванных солнечной вспышкой 10 сентября 2017 г. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2019. Т. 59, № 5. С. 628–634. DOI: [10.1134/S0016794019050043](https://doi.org/10.1134/S0016794019050043).

Деминов М.Г., Шубин В.Н., Бадин В.И. Модель критической частоты E-слоя для авроральной области. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2021. Т. 61, № 5. С. 610–617. DOI: [10.31857/S0016794021050059](https://doi.org/10.31857/S0016794021050059).

Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. *Теоретическая физика. Т. X. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*. М.: Наука, 1979. 527 с.

Маурчев Е.А., Балабин Ю.В. Модельный комплекс для исследования космических лучей. *Солнечно-земная физика*. 2016. Т. 2, № 4. С. 3–8. DOI: [10.12737/21289](https://doi.org/10.12737/21289).

Шубин В.Н. Глобальная эмпирическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы для спокойных геомагнитных условий. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2017. Т. 57, № 4. С. 450–462. DOI: [10.7868/S0016794017040186](https://doi.org/10.7868/S0016794017040186).

Шубин В.Н., Крашенинников И.В., Мерзлый А.М. и др. *Динамическая модель высокоширотной ионосферы (DMHI — Dynamic Model of High-latitude Ionosphere): Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021616554 РФ*. Оpubл. 22.04.2021; заявитель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт космических исследований Российской академии наук». 2021.

Akhmetov O.I., Belakhovsky V.B., Mingalev I.V., et al. About the propagation of RSDN-20 “Alpha” signals in the Earth-ionosphere waveguide during geomagnetic disturbances.

Radio Sci. 2023. Vol. 58, e2022RS007490. DOI: [10.1029/2022RS007490](https://doi.org/10.1029/2022RS007490).

Alken P., Thébault E., Beggan C.D., et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation. *Earth Planets Space*. 2021. Vol. 73, no. 49. DOI: [10.1186/s40623-020-01288-x](https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x).

Clilverd M., Seppälä A., Rodger C., et al. Modeling polar ionospheric effects during the October–November 2003 solar proton events. *Radio Sci.* 2006. Vol. 41. id RS2001. DOI: [10.1029/2005RS003290](https://doi.org/10.1029/2005RS003290).

Dowden R.L., Adams C.D.D. Phase and amplitude perturbations on the NWC signal at Dunedin from lightning-induced electron precipitation. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1989. Vol. 94, iss. A1. P. 497–503. DOI: [10.1029/JA094iA01p00497](https://doi.org/10.1029/JA094iA01p00497).

Gledhill J.A. The effective recombination coefficient of electrons in the ionosphere between 50 and 150 km. *Radio Sci.* 1986. Vol. 21, no. 3, P. 399–408. DOI: [10.1029/RS021i003p00399](https://doi.org/10.1029/RS021i003p00399).

Hargreaves J.K. The upper atmosphere and solar-terrestrial relations: An introduction to the aerospace environment. Van Nostrand Reinhold; First Edition (January 1, 1979) 298 p.

Inan U.S., Cummer S.A., Marshall R.A. A survey of ELF and VLF research on lightning-ionosphere interactions and causative discharges. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2010. Vol. 115, iss. A6. P. A00E36. DOI: [10.1029/2009JA014775](https://doi.org/10.1029/2009JA014775).

Knipp D., Ramsay A., Beard E., et al. The May 1967 great storm and radio disruption event: Extreme space weather and extraordinary responses. *Space Weather*. 2016. Vol. 14. P. 614–633. DOI: [10.1002/2016sw001423](https://doi.org/10.1002/2016sw001423).

Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., et al. Crustal conductivity in Fennoscandia — a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield. *Earth Planets Space*. 2002. Vol. 54, no. 5. P. 535–558. DOI: [10.1186/BF03353044](https://doi.org/10.1186/BF03353044).

Marshall R.A., Wallace T., Turbe M. Finite-difference modeling of very-low-frequency propagation in the Earth-ionosphere waveguide. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2017. Vol. 65, no. 12 P. 7185–7197. DOI: [10.1109/TAP.2017.2758392](https://doi.org/10.1109/TAP.2017.2758392).

Meyer P., Parker E.N., Simpson J.A. Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space. *Phys. Rev.* 1956. Vol. 104, no. 3. P. 768–783.

Mishev A., Velinov P.I.Y. Determination of medium time scale ionization effects at various altitudes in the stratosphere and troposphere during ground level enhancement due to solar cosmic rays on 13.12.2006 (GLE 70). *C.R. Acad. Bulg. Sci.* 2015. Vol. 68. P. 1427–1432.

Perez-Peraza J.A., Márquez-Adame J.C., Caballero-Lopez R.A., et al. Spectra of the two official GLEs of solar cycle 24. *Adv. Space Res.* 2020. Vol. 65, iss. 1. P. 663–676. DOI: [10.1016/j.asr.2019.10.021](https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.10.021).

Schunk R., Nagy A. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*: 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. 355 p. (Cambridge Atmospheric and Space Science Series). DOI: [10.1017/CBO9780511635342](https://doi.org/10.1017/CBO9780511635342).

Wait J.R., Spies K.P. *Characteristics of the Earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. Technical Note 300*. Boulder: National Bureau of Standards, 1964. 96 p.

Как цитировать эту статью:

Ахметов О.И., Мингалев И.В., Мингалев О.В., Белаховский В.Б., Маурчев Е.А., Ларченко А.В., Суворова З.В., Балабин Ю.В. Влияние сильных солнечных протонных событий на распространение радиосигналов в диапазоне ОНЧ в области высоких широт. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 3. С. 33–46. DOI: [10.12737/szf-93202305](https://doi.org/10.12737/szf-93202305).