

***Российская Академия Наук
Северо-Западное отделение Научного Совета
по комплексной проблеме "Распространение радиоволн"***

Российская Академия Естественных Наук

***Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Санкт-Петербургский Государственный Университет***

**Региональная XIX конференция
по распространению радиоволн**

Сборник трудов конференции

***Санкт-Петербург,
19 ноября – 21 ноября 2013 года.***

Санкт-Петербург, 2013 год

Региональная XIX конференция по распространению радиоволн проводится по решению и в соответствии с планом Научного Совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн»

Труды конференции публикуются по решению Программного комитета.

Программный комитет конференции

Макаров Г.И., профессор, академик РАЕН, председатель
Зернов Н.Н., д.физ.-мат.наук, профессор, зам. председателя
Бисярин М.А., д.физ.-мат.наук, профессор
Тюхтин А.В., д.физ.-мат.наук, профессор
Орлов А.Б., канд.физ.-мат.наук, ст.н.сотр. - ученый секретарь.

*Кафедра радиофизики Физического факультета СПбГУ,
198504, Санкт-Петербург, Петродворец, ул. Ульяновская 1,*

*тел. 428-72-89,
E-mail: radio@niirf.spbu.ru*

ISBN 978-5-98340-321-5

**Излучение и распространение радиоволн
низких частот.
Модели нижней ионосферы и
подстилающей земной поверхности**

О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, Ю.В. Федоренко, В.С. Мингалев, О.М. Лебедь

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ – ИОНОСФЕРА.

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Апатиты,

mingalev_o@pgia.ru, akhmetov@pgia.ru

В работе предложена численная модель распространения ультра и сверх низкочастотных электромагнитных сигналов (частота 200 Гц и ниже) с малой амплитудой в волноводе Земля–ионосфера. Модель учитывает реалистичную тензорную проводимость ионосферы, и основана на явной двухслойной по времени разностной схеме для численного решения уравнений Максвелла. Проводится сравнение расчета распространения сигнала от разряда молнии с данными измерений таких сигналов в обсерваториях Баренцбург (на о. Шпицберген) и Ловозеро (на Кольском п-ве).

Изучение распространения низкочастотных электромагнитных сигналов с частотами около 200 Гц и ниже от естественных и искусственных источников в волноводе Земля–ионосфера имеет большое прикладное значение. Такие сигналы нельзя рассматривать в рамках приближения геометрической оптики. Ввиду большой сложности задачи, любая достаточно реалистичная постановка не поддается анализу чисто аналитическими методами. Начиная с 1994 года за рубежом опубликовано большое число работ, в которых для исследования распространения электромагнитных сигналов в нижнем диапазоне частот используются различные численные модели, основанные на конечно–разностной аппроксимации уравнений Максвелла со 2-м порядком точности как по времени, так и по пространству (см., например, обзоры [1, 2] и статьи [3, 4]). Такой подход в англоязычной литературе принято называть *finite-differences time-domain method* и использовать сокращение *FDTD method*. Рассматривались как локальные модели для определенного отрезка в нижней части диапазона частот, так и глобальные FDTD–модели для очень низкочастотных сигналов.

В глобальных FDTD–моделях областью моделирования является сферический слой, который обязательно содержит, если перечислять по высоте сверху вниз, нижнюю ионосферу и атмосферу, а в некоторых моделях ещё и верхнюю литосферу.

Верхнюю границу этого слоя в работах последних лет принято помещать на высоте 100 км над уровнем моря. В локальных FDTD–моделях с учетом сферичности Земли область моделирования является частью указанного выше сферического слоя, прямоугольной в сферических координатах. В локальных FDTD–моделях без учета сферичности Земли область моделирования является прямоугольником в декартовых координатах.

Авторами разработана глобальная 3-мерная численная модель распространения ультра и сверх низкочастотных сигналов (ниже 200 Гц) с малой амплитудой в волноводе Земля–ионосфера, основанная на разностной аппроксимации уравнений Максвелла. По сравнению с зарубежными глобальными FDTD–моделями впервые учитывается реалистичная тензорная проводимость ионосферы, используются в разы меньшие шаги пространственной сетки, реалистичное граничное условие на границе атмосфера–литосфера, а также новая более эффективная методика численного решения уравнений Максвелла. В представленной версии модели были сделаны следующие допущения:

- Проводимость сферического слоя атмосферы от 0 до 100 км считается электронной, влияние ионов не учитывалось, поскольку в рассматриваемой нами области имеются только достаточно тяжелые положительно заряженные ионы NO^+ и O_2^+ , массы которых более чем в 55000 раз больше массы электрона, а также на порядки более тяжелые заряженные кластеры. Достаточно детальные оценки показывают,

что значения проводимостей параллельной - $\sigma_{\parallel}(x)$, перпендикулярной - $\sigma_{\perp}(x)$ и холловской $\sigma_H(x)$ за счет ионов как минимум на 3 порядка меньше соответствующих электронных проводимостей $\sigma_{\parallel e}(x)$, $\sigma_{\perp e}(x)$, $\sigma_{He}(x)$, а проводимость за счет кластеров исчезающе мала.

- Крупномасштабные геомагнитное поле \mathbf{B}_0 , электрическое поле \mathbf{E}_0 и распределение плотности тока \mathbf{j}_0 , которые по величине на много порядков больше соответствующих полей и плотности тока от сигнала $\mathbf{B}_s(x,t)$, $\mathbf{E}_s(x,t)$, $\mathbf{j}_s(x,t)$, рассматривались как заданные стационарные функции координат, то есть $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_0(x)$, $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0(x)$, $\mathbf{j}_0 = \mathbf{j}_0(x)$. Это обусловлено тем, что на временном масштабе распространения низкочастотных сигналов — порядка 0.1 секунды, указанные поля, а также параметры атмосферы и ионосферы, практически не изменяются.
- Для сигналов с достаточно малой амплитудой предполагается, что сигнал пренебрежимо мало меняет концентрацию, температуру и тензор давлений для электронов, ионов и нейтральных атомов, а создает только плотность тока сигнала $\mathbf{j}_s(x,t) = \sum \mathbf{j}_{s,\alpha}$ (где $\mathbf{j}_{s,\alpha}$ — плотность тока заряженных частиц сорта $\alpha = e, NO^+, O_2^+$), которая и порождает поле сигнала (очень малое по сравнению с фоновым полем).
- Для каждой из заряженных компонент холодной замагниченной и столкновительной плазмы нижней ионосферы в уравнении движения Лоренца отброшено слагаемое с производной по времени, которое для достаточно низкочастотных процессов много меньше остальных слагаемых. Это означает пренебрежение запаздыванием в реакции плазмы на изменения полей.

Входные параметры модели для заданных даты и гелиогеофизических условий определялись следующим образом. Геомагнитное поле $\mathbf{B}_0(x)$ считается дипольным. Частота столкновений электронов с высокой точностью определяется столкновениями только с нейтральными молекулами N_2 и O_2 :

$$v_e(x) = v_{e,N_2}(x) + v_{e,O_2}(x),$$

причем для частот $v_{e,N_2}(x)$ и $v_{e,O_2}(x)$ использовались эмпирические формулы (см. [5]), которые хорошо зарекомендовали себя при моделировании процессов в нижней ионосфере, и в системе СИ имеют следующий вид:

$$v_{e,N_2} = \frac{2.5 \cdot 10^{-17} \cdot n_{N_2} \cdot T_e}{1 + 0.0093 \cdot \sqrt{T_e}}, \quad v_{e,O_2} = 1.82 \cdot 10^{-16} \cdot n_{O_2} \cdot \sqrt{T_e} \cdot (1 + 0.0036 \cdot \sqrt{T_e}).$$

Пространственные распределения для концентраций нейтралов $n_{N_2}(x)$ и $n_{O_2}(x)$ рассчитывались по эмпирической модели NRLMSISE-00, а для концентрации $n_e(x)$ и температуры $T_e(x)$ электронов по эмпирической модели IRI 2010. Отметим, что методика получения реалистичных пространственных распределений проводимостей в атмосфере и ионосфере детально рассматривается в работах [6] и [7]. Сравнение показало, что расчет проводимостей по нашей методике дает очень близкий результат по сравнению с методикой, предложенной в [6] и [7]. Отметим, что в опубликованных глобальных FDTD-моделях закон Ома рассматривается в наиболее упрощенной форме со скалярной проводимостью. При этом только в наиболее совершенных моделях у двух групп авторов глобальное распределение скалярной проводимости $\sigma(x)$ вычисляется при помощи более простых формул (по сравнению с нашей методикой), в которых для концентраций нейтральных компонент $n_{N_2}(x)$, $n_{O_2}(x)$ используются зависящие только от высоты эмпирические профили, а концентрация и температура электронов вычисляются при помощи эмпирической модели IRI, то есть без учета реалистичного пространственного распределения концентраций нейтральных

компонент. Отметим, что анализ данных эмпирической модели NRLMSISE-00 для параметров верхней атмосферы показывает, что для данной даты и гелеогеофизических условий на данной высоте изменение концентраций нейтральных компонент $n_{N_2}(\mathbf{x})$, $n_{O_2}(\mathbf{x})$ по широте и долготе составляет порядка 5–10% от усредненного по широте и долготе значения, а изменение этих концентраций в фиксированной точке в зависимости от даты гелеогеофизических условий также по порядку составляет 5–10%. В большей части работ используются ещё менее реалистичные модельные пространственные распределения скалярной проводимости. Влияние геомагнитного поля учитывалось только в ряде локальных плоских моделей, в которых вместе с уравнениями Максвелла решались уравнения движения Лоренца (см. работу [4] и ссылки в ней).

Авторами был выполнен набор расчетов распространения образовавшегося на экваторе атмосфера - сигнала от сильного разряда молнии, а также сравнение результатов расчетов с имеющимися в ПГИ экспериментальными данными, которое обнаружило хорошее качественное и количественное соответствие между ними. В частности, получена наблюдаемая в эксперименте зависимость сигналов от времени в данной точке и затухание антиподного (обошедшего вокруг Земли) сигнала по сравнению с прямым сигналом, а также совпадающая с экспериментальными данными различная скорость распространения сигналов на дневной и на ночной стороне.

Кроме того, выполненные расчеты продемонстрировали принципиальное влияние тензорной проводимости нижней ионосферы, в особенности её холловской составляющей, на распространение сигналов, в том числе и в приземном слое.

Создание модели открывает принципиально новые возможности в диагностике состояния нижней высокоширотной ионосферы по данным наземных измерений на радиотрассе длиной 1300 км между Баренцбургом (на о. Шпицберген) и Ловозеро (на Кольском п-ве).

Литература

1. *Simpson J. J.* Current and future applications of 3-D global Earth-ionospheric models based on the full-vector Maxwell's equations FDTD method. // *Surveys Geophys.* 2009. Vol. 30. PP. 105-130. DOI 10.1007/s10712-009-9063-5
2. *Simpson J. J., Taflove A.* A review of progress in FDTD Maxwell's equations modeling of impulsive subionospheric propagation below 300 kHz. // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* 2007. Vol. 55. NO. 6 (June 2007). PP. 1582–1590. DOI 10.1109/TAP.2007.897138.
3. *Paul D. L., Raiton C. J.* Spherical ADI FDTD method with application to propagation in the Earth ionosphere cavity. // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* 2012. Vol. 60. NO. 1 (January 2012). PP. 310–317. DOI 10.1109/TAP.2011.2167940.
4. *Yu Y., Simpson J. J.* An collocated 3-D FDTD model of electromagnetic wave propagation in magnetized cold plasma. // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* 2010. Vol. 58. NO. 2 (February 2010). PP. 469–478. DOI 10.1109/TAP.2009.2037706.
5. *Гуревич А. В., Швацбург А. Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. Москва: Наука, 1973.
6. *Denisenko V. V., Biernat H. K., Mezentsev A. V., Shaidurov V. A. and Zamay S. S.* Modification of conductivity due to acceleration of the ionospheric medium // *Annales Geophysicae.* 2008. Vol. 26. P. 2111-2130.
7. *Денисенко В. В., Помозов Е. В.,* Проникновение электрического поля из приземного слоя атмосферы в ионосферу. // *Солнечно-земная физика.* 2010. Вып. 16. С. 70–75.

М.И. Белоглазов, В.И. Кириллов, В.В. Пчелкин, А.А. Галахов

СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЙ ИНЧ-ОНЧ-АТМОСФЕРИКОВ В ГЕОМАГНИТНО-СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В АРКТИКЕ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН

Исследованы суточные вариации интенсивности атмосфериков в ИНЧ-ОНЧ-диапазоне (на частотах 600 Гц и 6 кГц) по данным обс. «Ловозеро» на протяжении с июня 2012г. по май 2013 г. В летние месяцы наблюдается широкий дневной максимум потока атмосфериков $N_{час}$, обусловленный, по всей вероятности, молниевой активностью в среднеширотных областях - гораздо более близких по сравнению с мировыми грозовыми центрами. Суточные вариации средних амплитуд атмосфериков $A_{час}$ существенно отличаются от суточных вариаций $N_{час}$ и в значительной степени отражают изменения условий освещенности на трассах распространения атмосфериков.

Изучение статистических свойств импульсной компоненты естественного шумового электромагнитного поля (атмосфериков) в зависимости от солнечной и грозовой активности, геомагнитной возмущенности, сезона, времени суток и пр. представляет значительный интерес как с чисто научной, так и с прикладной точек зрения. К сожалению, до сих пор информация подобного рода практически отсутствует. Поэтому цель настоящей работы, являющейся продолжением исследований, начатых в [1], - получение морфо-статистических характеристик импульсной составляющей естественного шумового электромагнитного поля на основе длительных высокоширотных экспериментальных измерений атмосфериков на частотах 600 Гц и 6 кГц, выполняемых в обс. ПГИ "Ловозеро" (центральная часть Кольского п-ова; 67,97° с.ш., 35,08° в.д.).

При выборе коэффициента усиления приемно-региструющего тракта учитывалось, что амплитуды атмосфериков лежат в широких пределах (около 40 дБ), и при завышенном коэффициенте усиления определенная их часть может оказаться искаженной. Поэтому коэффициент усиления был установлен таким, что на уровне 830 отн.ед. АЦП количество искаженных атмосфериков не превышает 0,001 % от всего их числа. полоса пропускания по уровню 0,7 на частоте 600 Гц составляет около 200 Гц, а на частоте 6 кГц – примерно 1200 Гц. Регулярный фон атмосферных помех устранен с помощью минимальных детекторов. Антенны - две ортогональные рамки эффективной площадью около 230 кв. м каждая, ориентированные вдоль и поперек магнитного меридиана.

Ниже анализ проведен только для геомагнитно-спокойных условий. Для сортировки дней по уровню геомагнитной активности использовались данные из Интернета: http://jro.igp.gob.pe/database/kpindex/html/kpjoin_online.htm. При этом день считался спокойным, если планетарный K_p – индекс не превышал 2-х баллов в каждом из 8-ми трехчасовых интервалов за данные сутки. Таких дней по сезонам оказалось: лето – 16, осень – 28, зима – 48, весна – 30.

На рис.1 и 2 представлены графики суточных вариаций потока атмосфериков $N_{час}$ (количество атмосфериков за 1 час) и средних амплитуд атмосфериков $A_{час}$ (средняя амплитуда за 1 час), усредненных за каждый сезон с июня 2012г. по май 2013г. Вертикальными отрезками на рисунках показаны среднеквадратические отклонения.

Напомним, что максимальное количество гроз над сушей наблюдается в послеполуденный период (примерно 16÷17LT), когда температура ее поверхности и термическая конвекция достигают наибольшей величины за сутки. За счет долготного сдвига мировых центров гроз (МЦГ) относительно Гринвича максимум активности Азиатского

центра (АзЦГ) приходится, в среднем, на 9÷10UT, Африканского (АфЦГ) - на 15÷16UT, Американского (АмЦГ) - на 21÷22UT.

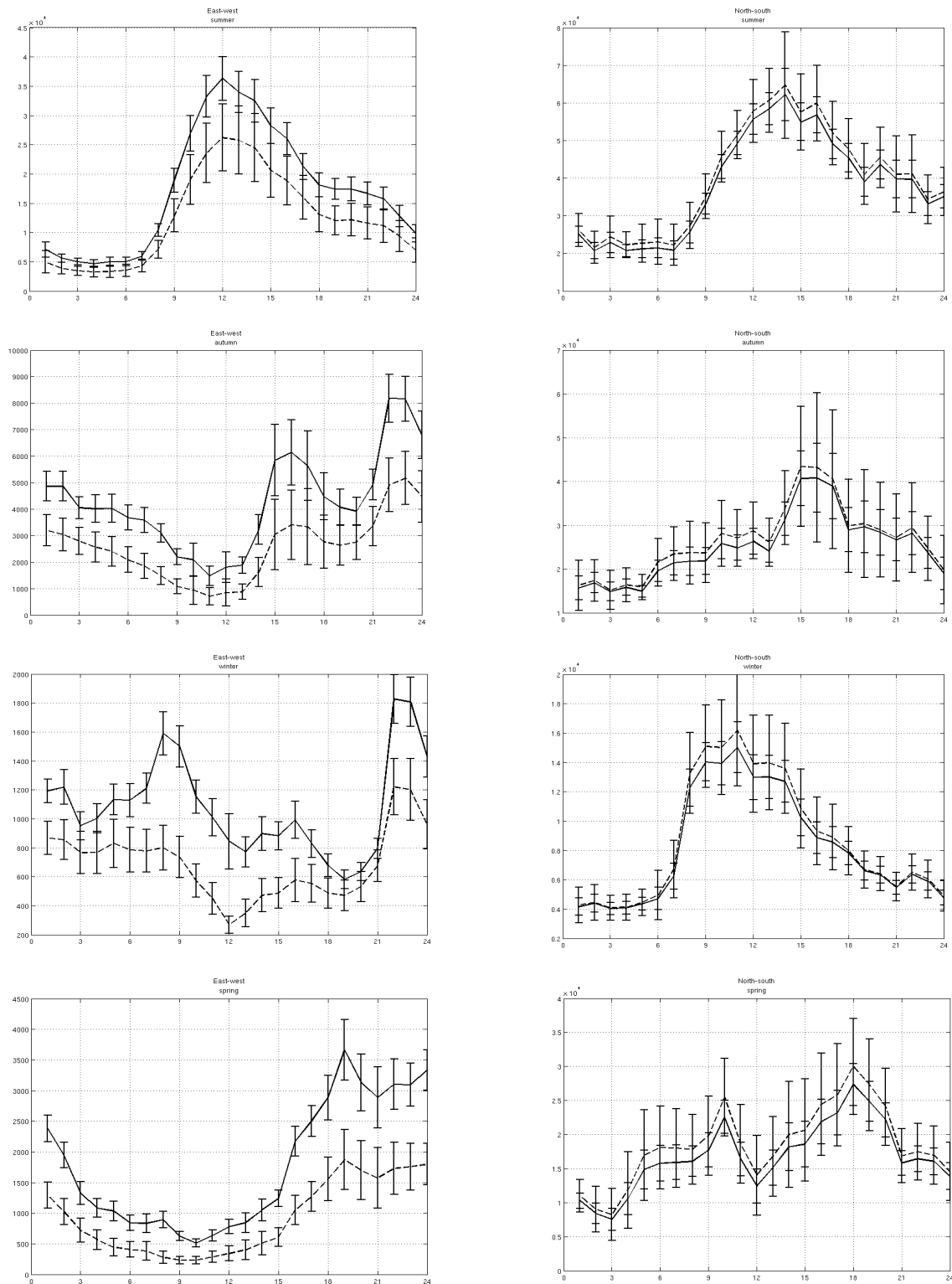


Рис.1. Суточные вариации потока атмосфериков $N_{\text{час}}$, (порог = 0; пунктир – 6 Гц, сплошная – 600 Гц; слева – З/В, справа – С/Ю; сверху вниз – лето 2012г., осень 2012г., зима 2012/2013гг., весна 2013г.)

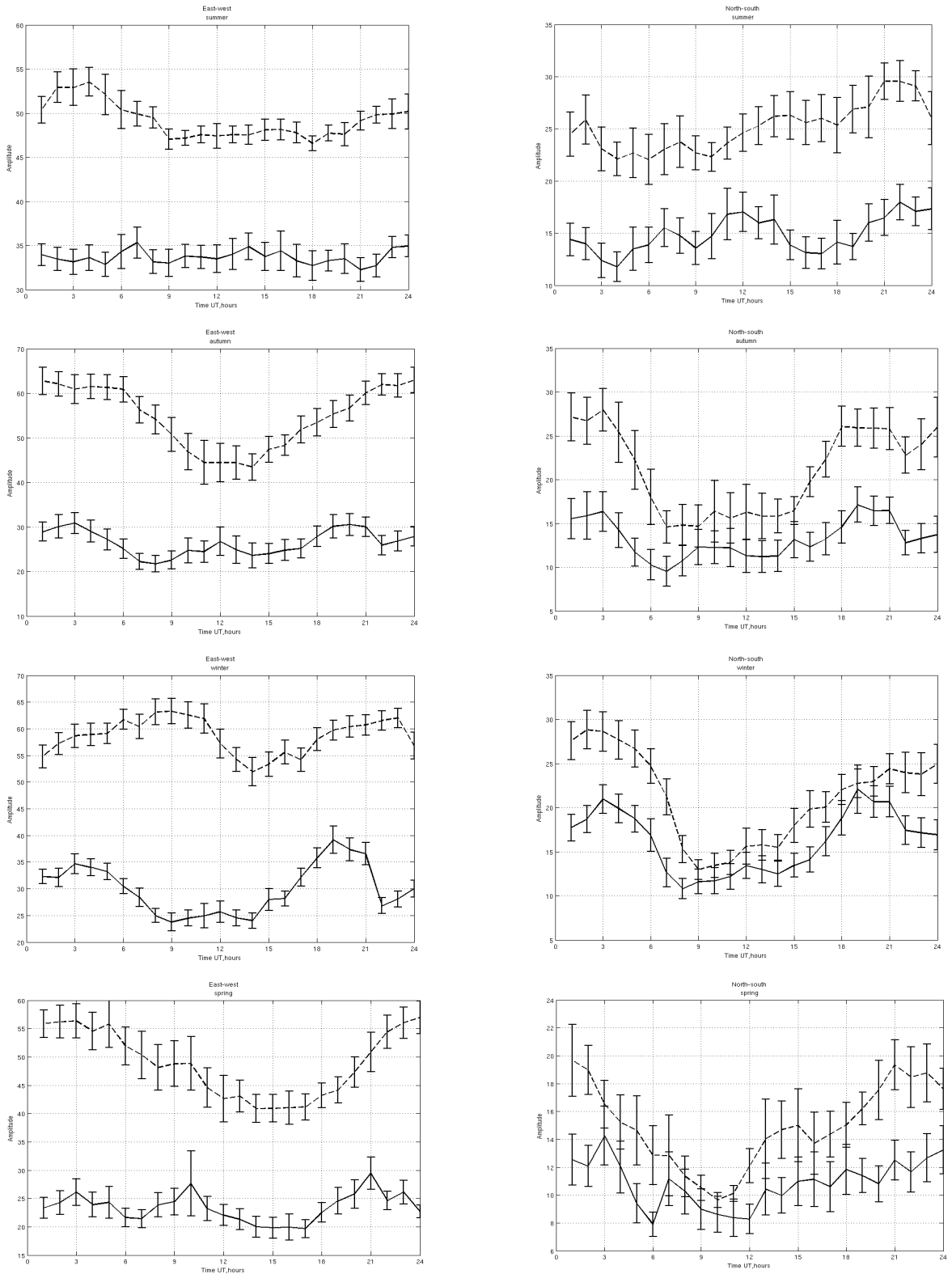


Рис.2. Суточные вариации средних амплитуд атмосфериков $A_{час}$, (пояснения те же – см. рис.1).

Из рассмотрения рис.1 и 2 видно, что в суточных вариациях атмосфериков как потока $N_{час}$ так и амплитуды $A_{час}$ на частотах 600 Гц и 6 кГц активность МЦГ выражена в гораздо меньшей степени по сравнению с суточными вариациями ЭМП/ШР-1, полученными в работе [2], где каждый из трех МЦГ находит свое отражение.

Отмеченная разница может быть объяснена разным механизмом формирования ЭМП в пункте его регистрации на существенно разных частотах. В самом деле, для формирования ЭМП/ШР-1 (частоты около 8 Гц) важно лишь наличие сферического резонатора, состоящего из двух концентрических (полу)проводящих сфер, а расстояние между этими сферами (высота волновода «Земля-ионосфера»), а также локальные грозы летом в среднеширотной области являются факторами второго порядка по сравнению с активностью МЦГ. Формирование же ЭМП более высоких частот – гекто/килогерцового диапазона (ЭМП/ИНЧ-ОНЧ) - происходит в существенно других условиях, когда большую роль играет не только активность МЦГ, но и условия освещенности на трассе распространения сигнала от грозового разряда до пункта его регистрации, аномальная ионизация верхней стенки волновода «Земля-ионосфера», а также наличие или отсутствие ближних гроз. Заметим, что в летний период ионосфера над Кольским п-овом находится в режиме полярного дня, что при волноводном распространении обуславливает максимальное затухание ЭМП/ИНЧ-ОНЧ в течение всего времени суток. По этой причине можно было бы ожидать снижения интенсивности атмосфериков. Однако в действительности в обоих компонентах на обеих частотах в летние месяцы наблюдается широкий дневной максимум $N_{час}$. Наиболее вероятная причина такого эффекта - увеличение грозовой активности в дневные часы летом на средних широтах, т.е. в ближних областях, расположенных между МЦГ и Кольским п-овом. С переходом от лета к осени региональные грозы исчезают, а условия освещенности ионосферы над Кольским п-овом постепенно переходят к режиму полярной ночи в декабре. И именно в декабре все три МЦГ в суточных вариациях $N_{час}$ оказываются явно выраженными, в то время как летом они оказываются «забытыми» большим количеством ближних гроз среднеширотной области.

Относительно амплитуд атмосфериков, представленных на рис.2, можно сказать, что в суточных вариациях $A_{час}$ летом суточная активность МЦГ практически «забита», как и в $N_{час}$, ближними грозами. С переходом же к осенне-зимнему периоду определяющими становятся восходно-заходные изменения условий освещенности на трассах «МЦГ-Кольский п-ов». При этом лишь АмЦГ остается явно выраженным за счет того, что больше половины трассы «АмЦГ-Ловозеро» оказывается полностью затененной. Напротив, трассы «АзЦГ-Ловозеро» и «АфЦГ-Ловозеро» в периоды наибольшей грозовой активности на значительной части освещены, и поэтому повышенное затухание в дневном волноводе «Земля-ионосфера» приводит к исчезновению максимумов атмосфериков от АзЦГ и АфЦГ, принимаемых на Кольском п-ове.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программой Отделения физических наук РАН "Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований".

Литература

1. В.И.Кириллов, М.И.Белоглазов, В.В.Пчелкин, А.А.Галахов. О суточных вариациях атмосфериков в СНЧ- и ОНЧ-диапазонах в Арктике // 18-я конференция Северо-западного региона России "Распространение радиоволн", 13-15 ноября 2012г., Санкт-Петербург, Сборник научных трудов. Санкт-Петербург. СПбГУ. 2012. с.28-31.
2. Белоглазов М.И., Ахметов О.И. Глобальное молниеобразование в минимуме и максимуме солнечной активности по наблюдениям шумановского резонанса на Кольском полуострове // Геомагнетизм и аэрономия. Т.50. №6. 2010. с.810-816.

Т.И. Бичуцкая, Г.И. Макаров

ФУНКЦИЯ ВЛИЯНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С СИНГУЛЯРНЫМИ ГРАНИЦАМИ

Физический факультет СПГУ

В квазистатическом приближении решена трехмерная задача для поля электрического диполя, расположенного вблизи ребра сферической неоднородности, выступающей из конечно проводящего полупространства. Аналитическое решение для поля в ближней зоне получено в случае идеально проводящей неоднородности с угловыми точками рационального типа. Изучена функция влияния неоднородности на поле в дальней зоне источника, размещенного как в сингулярной зоне, так и вдали от нее.

Функция влияния выступающей из полупространства цилиндрической неоднородности с произвольными электрическими свойствами построена в [1-2] в двумерной задаче для нити электрических диполей. Получен эквивалентный дипольный момент источника, определяющий влияние неоднородности на поле в дальней зоне [2]. Для такого источника можно ставить задачу Зоммерфельда с произвольными свойствами нижнего полупространства без неоднородности. В случае сферической неоднородности, выступающей из конечно проводящего полупространства, решение трехмерной задачи построено в [3] для электрического диполя, размещенного на вершине.

В рассматриваемой трехмерной задаче для электрического диполя, расположенного в сингулярной зоне сферической неоднородности, выступающей из нижнего полупространства, дипольный момент источника полагаем направленным как ортогонально поверхности нижнего полупространства (вертикальный электрический диполь - ВЭД), так и параллельно (горизонтальный электрический диполь - ГЭД). Угол наклона неоднородности β полагаем углом рационального типа. При построении решения будем использовать преобразование Кельвина [4], которое переводит поверхность сферического сегмента в полуплоскость, наклоненную под углом β к поверхности нижнего полупространства [3]. При решении уравнения Пуассона в преобразованном пространстве будем использовать преобразование Фурье и преобразование Конторовича-Лебедева [5].

Для точечного заряда q_0 , расположенного во внешней среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 в точке (u_i, v_i, w_i) , в пространстве, преобразованном по Кельвину [4],

имеем соотношение потенциалов $\Phi^0(u, v, w) = \frac{QP}{2bx_0} V^0(x, y, z)$, где $Q = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + y_i^2 + z_i^2}$ и

$P = \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2 + z^2}$ - расстояния до источника и приемника. В рассматриваемом случае идеально проводящей сферической неоднородности ($\varepsilon_2 = \infty$) и произвольной диэлектрической проницаемости ε_3 нижнего полупространства будем использовать граничные условия непрерывности потенциала $\Phi(u, v, w)$ и нормальной компоненты вектора электрической индукции $D_n = \varepsilon_i E_n$. Используя преобразование Фурье

$V(r, \theta, z) = \int_0^\infty V_\lambda(r, \theta) \cos \lambda z d\lambda$, получим образ Фурье потенциала полного поля в виде

$V_\lambda(r, \theta) = \frac{2\hat{q}_0}{\pi} K_0(\lambda R) + 2 \sum_{i=1}^3 \int_0^\infty \sigma_{i\lambda}(r') K_0(\lambda R) dr'$. С учетом интегрального преобразования

Конторовича-Лебедева [7] $\bar{f}(v) = \int_0^\infty f(r') K_\nu(\lambda r') dr'$ из граничных условий получим систему

алгебраических уравнений, определяющую функции $\bar{\sigma}_{i\lambda}(v) = \frac{\hat{q}_0}{\pi} K_v(\lambda r_0) \bar{\sigma}_i(v)$, где $\bar{\sigma}_i(v)$ - функции, определенные в плоской задаче [2]. Используя формулу обращения Конторовича-Лебедева $\sigma_{i\lambda}(r) = \frac{1}{i\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} v \bar{\sigma}_{i\lambda}(v) I_v(\lambda r) dv$ и обратное преобразование Фурье, получим для полного поля представление в виде двойных интегралов

$$E_t^{BЭД} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{\rho^3} 2X_i^3 \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}}^3 \left[\frac{\partial^2 J}{\partial\theta\partial\theta_0} \right]_{\theta=0}, \quad J = \int_{\eta}^{\infty} I \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch}\eta - \text{ch}\xi}}, \quad \text{ch}\eta = \frac{r^2 + r_0^2 + z^2}{2r_0 r},$$

$$I = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \exp(-v\xi) \frac{\cos v\pi}{\Delta} [\cos v(\beta + \theta_-) - \cos v(\beta - \theta_+)] dv, \quad \Delta = \sin v(\pi + \beta) - \alpha_1 \sin v(\pi - \beta),$$

где $X_i = \frac{b}{\rho}$, $X = \frac{b}{\rho}$, $Z = 1 - X_i X$, $Y = X_i - X$, $\alpha_1 = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{\varepsilon_3 + \varepsilon_1}$. Дальнейшее вычисление интегралов I по теореме о вычетах в полюсах подынтегрального выражения, определяемых из уравнений

$$\Delta_{\pi/2} = 4 \sin \frac{v\pi}{2} \left(\cos^2 \frac{v\pi}{2} - \frac{1+\alpha_1}{4} \right) = 0, \quad \Delta_{\pi/3} = \sin 2\psi [y - (1+\alpha_1)] = 0, \quad \Delta_{2\pi/3} = \sin \psi [y^2 - y - (1+\alpha_1)] = 0,$$

где $y = 4 \cos^2 \psi - 1$, $\psi = \frac{v\pi}{3}$, приводит к выражениям

$$E_{t,\pi/2}^{BЭД} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{3-\alpha_1} \frac{X_i^3}{\rho^3} \left[\frac{1}{Y^3} - \frac{1}{Z^3} + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}}^3 (1-\alpha_1) \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch}\xi - \text{ch}\eta}} F_{\pi/2}^{BЭД} \right]$$

$$E_{t,\pi/3}^{BЭД} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{2(2-\alpha_1)} \frac{X_i^3}{\rho^3} \left\{ \frac{1}{Y^3} - \frac{8}{\sqrt{3Z^2+Y^2}^3} \left(1 + \frac{9}{2} \frac{Z^2-Y^2}{3Z^2+Y^2} \right) + \frac{6}{\pi} \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}}^3 (1-\alpha_1) \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch}\xi - \text{ch}\eta}} F_{\pi/3}^{BЭД} \right\},$$

$$E_{t,2\pi/3}^{BЭД} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} (1+\alpha_1) \frac{X_i^3}{\rho^3} \left\{ \frac{1}{5-\alpha_1} \left[\frac{1}{Y^3} - \frac{8}{\sqrt{3Z^2+Y^2}^3} \left(1 + \frac{9}{2} \frac{Z^2-Y^2}{3Z^2+Y^2} \right) \right] + \frac{3}{\pi} \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}}^3 \sum_{i=14-\gamma_i^2}^{\frac{2}{\gamma_i^2-3}} \frac{2-\gamma_i^2}{2\gamma_i^2-3} \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch}\xi - \text{ch}\eta}} F_{2\pi/3}^{i,BЭД} \right\}$$

$$F_{\pi/2}^{BЭД} = \frac{2}{\text{sh}\xi} \left\{ \text{ch} v_0 \xi \left[\text{cth}^2 \xi - \frac{1-v_0^2}{2} \right] - v_0 \text{sh} v_0 \xi \text{cth} \xi \right\}, \quad F_{\pi/3, 2\pi/3}^{BЭД} = \frac{3}{\text{sh} \frac{3\xi}{2}} \left\{ \text{ch} v_0 \xi \left[\frac{3}{2} \text{cth}^2 \frac{3\xi}{2} - \frac{9-v_0^2}{4} \right] - v_0 \text{sh} v_0 \xi \text{cth} \frac{3\xi}{2} \right\}$$

Оценка компонент поля вблизи ребра показывает, что вклад интегралов, содержащих функции сингулярности F , приводит к степенной особенности поля $(\rho-b)^{-v_0}$, энергетическая оценка которого, как и в случае плоского двугранного угла [6], особенности не имеет.

Для источника ГЭД получим представление для поля в виде тех же двойных интегралов

$$E_t^{ГЭД} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{\rho^3} X_i^2 (1-X_i) \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}}^3 \left[\frac{\partial J}{\partial\theta} - \frac{2\sqrt{r_0^3} X_i}{1-X_i} \frac{\partial}{\partial r_0} \left(\frac{1}{\sqrt{r_0}} \frac{\partial J}{\partial\theta} \right) \right]_{\theta=0},$$

Суммирование рядов вычетов и использование для вычисления производной по радиальной переменной рекуррентного соотношения $(z^2-1) \frac{d}{dz} Q_n = (n+1)(Q_{n+1} - zQ_n)$ для функции

Лежандра 2-го рода [7] $Q_{v-1/2}(\text{ch}\eta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{\eta}^{\infty} \frac{\exp(-v\xi)}{\sqrt{\text{ch}\xi - \text{ch}\eta}} d\xi$, входящей в определение интеграла

J , приводит к выражениям

$$E_i^{\Gamma\text{ЭД}} = -\frac{2P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{\rho^3} X_i^2 \sqrt{\frac{2}{Z^2-Y^2}} \left\{ \frac{\partial J}{\partial \theta} - X_i \left[\frac{Z}{Y} \left(\frac{\partial J_s}{\partial \theta} - 2 \frac{\partial \tilde{J}_s}{\partial \theta} \right) + \frac{Y}{Z} \left(\frac{\partial J_c}{\partial \theta} - 2 \frac{\partial \tilde{J}_c}{\partial \theta} \right) \right] \right\} \Bigg|_{\theta=0},$$

$$\frac{\partial J_s}{\partial \theta} = \int_{\eta}^{\infty} \text{sh} \frac{\xi}{2} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) \frac{\partial I}{\partial \theta} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch} \xi - \text{ch} \eta}}, \quad \frac{\partial \tilde{J}_s}{\partial \theta} = \int_{\eta}^{\infty} \text{sh} \frac{\xi}{2} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) \frac{\partial^2 I}{\partial \xi \partial \theta} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch} \xi - \text{ch} \eta}}.$$

$$\frac{\partial I_{\pi/2}}{\partial \theta} = \frac{1}{\pi} \frac{1-\alpha_1}{\sqrt{1+\alpha_1}\sqrt{3-\alpha_1}} F_{\pi/2}^{\Gamma\text{ЭД}}, \quad \frac{\partial I_{\pi/3}}{\partial \theta} = \frac{3}{2\pi} \frac{1-\alpha_1}{\sqrt{4-\alpha_1^2}} F_{\pi/3}^{\Gamma\text{ЭД}}, \quad \frac{\partial I_{2\pi/3}}{\partial \theta} = \frac{3}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \frac{\gamma_i^2 - 3}{2\gamma_i^2 - 3} \frac{\gamma_i}{\sqrt{4-\gamma_i^2}} F_{2\pi/3}^{i,\Gamma\text{ЭД}},$$

$$F_{\pi/2}^{\Gamma\text{ЭД}} = \frac{1}{\text{sh} \frac{\xi}{2}} \{ \text{sh} \nu_0 \xi \text{cth} \xi - \nu_0 \text{ch} \nu_0 \xi \}, \quad F_{\pi/3, 2\pi/3}^{\Gamma\text{ЭД}} = \frac{1}{\text{sh} \frac{3\xi}{2}} \left\{ \frac{3}{2} \text{sh} \nu_0 \xi \text{cth} \frac{3\xi}{2} - \nu \text{ch} \nu_0 \xi \right\}.$$

В случае отсутствия сингулярности, для идеально проводящих поверхностей неоднородности и полупространства, компоненты поля $E_{t,\pi/2}^{B\text{ЭД}}, E_{t,\pi/3}^{B\text{ЭД}}$ получаются из общих выражений при $\alpha_1 = 1$. Компонента поля $E_{t,2\pi/3}^{B\text{ЭД}}$ в этом случае сводится к вычислению

$$\text{интеграла } I_{2\pi/3} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \exp(-\nu\xi) \frac{1}{2\sin 2\nu} [\cos 2\nu(\cos \nu\theta_- - \cos \nu\theta_+) - \sin 2\nu(\sin \nu\theta_- + \sin \nu\theta_+)] d\nu \text{ и имеет}$$

вид

$$E_{t,2\pi/3}^{B\text{ЭД}} = -\frac{4P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{X_i^3}{\pi\rho^3} \left[\frac{j^+}{Y^3} - \frac{8j^-}{(3Z^2+Y^2)^{3/2}} \left(1 + \frac{9}{2} \frac{Z^2-Y^2}{3Z^2+Y^2} \right) + \frac{3\sqrt{Z^2-Y^2}}{2} \frac{1}{3Z^2+Y^2} \left(\frac{1}{Y^2} + \frac{12}{3Z^2+Y^2} \right) \right],$$

$$\text{где } j^+ = \arctg[(Z + \sqrt{Z^2 - Y^2})/Y], \quad j^- = \arctg[(2Z - \sqrt{Z^2 - Y^2})/\sqrt{3Z^2 + Y^2}].$$

Функция влияния $f(X_i, X)$ шарового сегмента определяется по вертикальной компоненте ближнего поля как $E_i^{B\text{ЭД}} = \frac{P^e}{4\pi\varepsilon_1} \frac{1}{\rho^3} f(X_i, X)$. При $\rho \gg b$ изучим ее асимптотику $f^0(X_i)$, которая определяет функцию влияния на поле в дальней зоне. Приведем представление асимптотики функции влияния для одного из углов:

$$f_{\pi/2}^{0,B\text{ЭД}} = -\frac{1+\alpha_1}{3-\alpha_1} 2X_i^3 \left(\frac{1}{X_i^3} - 1 + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2}{1-X_i^2}} (1-\alpha_1) \int_{\eta}^{\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch} \xi - \text{ch} \eta}} F_{\pi/2}^{B\text{ЭД}} \right) [1 + O(X)],$$

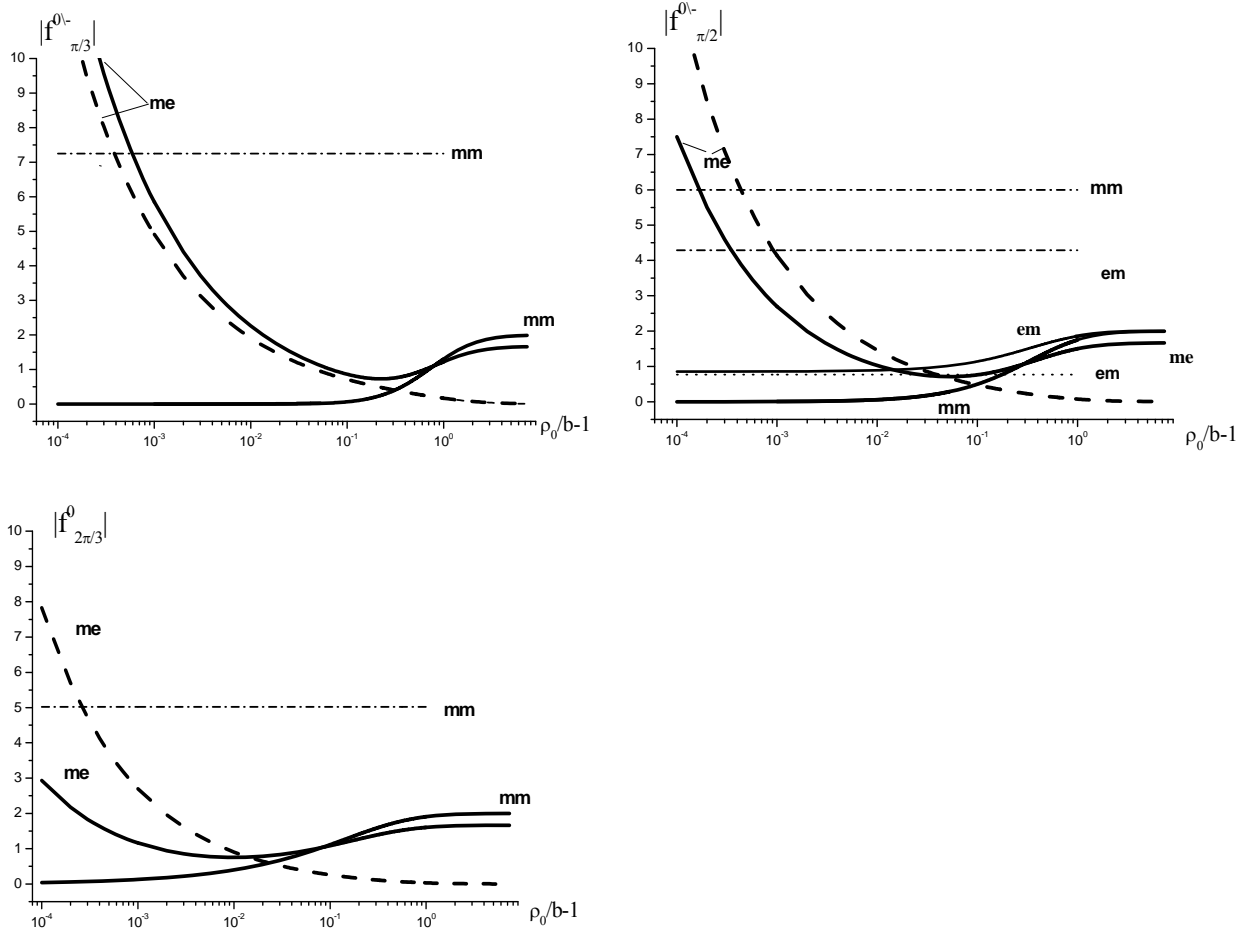
$$f_{\pi/2}^{0,\Gamma\text{ЭД}} = -\frac{\sqrt{1+\alpha_1}}{\pi\sqrt{3-\alpha_1}} 2X_i^2 \sqrt{\frac{2}{1-X_i^2}} (1-\alpha_1) \int_{\eta}^{\infty} \left[F_{\pi/2}^{\Gamma\text{ЭД}} + \left(\frac{1+X_i^2}{2} - \exp(-\xi) \frac{1-X_i^2}{2} \right) (F_{\pi/2}^{\Gamma\text{ЭД}} + \dot{F}_{\pi/2}^{\Gamma\text{ЭД}}) \right] \frac{d\xi}{\sqrt{\text{ch} \xi - \text{ch} \eta}} [1 + O(X)].$$

Здесь параметр $\eta = \ln \frac{1+X_i}{1-X_i}$ принимает большие значения при приближении источника к ребру. В этом случае оценка интеграла при помощи функции Лежандра 2-го рода показывает наличие степенной особенности [6] $O((\rho_i - b)^{-\nu_{0,\pi/2}})$ вблизи ребра.

В случае конечно проводящей полусферы и идеально проводящего нижнего полупространства функцию влияния в дальней зоне получим из решения уравнения Гельмгольца для источника, расположенного как на вершине $f_{\pi/2}^{0,B\text{ЭД}} = 2 \frac{3\varepsilon_2'}{2+\varepsilon_2'}$, $f_{\pi/2}^{0,\Gamma\text{ЭД}} = 2 \frac{5}{3+2\varepsilon_2'}$,

$$\text{так и у подножия неоднородности } f_{\pi/2}^{0,B\text{ЭД}} = 2 \left[1 + \frac{1-\varepsilon_2'}{2+\varepsilon_2'} \left(\frac{b}{\rho_0} \right)^3 \right].$$

Отметим некоторые закономерности функции влияния. На рисунке изображена асимптотика функции влияния $f^0(X_i)$ в зависимости от удаленности от ребра $\rho_0/b-1$ источников ВЭД (сплошные кривые) и ГЭД (штриховые кривые) для идеально проводящего нижнего полупространства (сплошные кривые *mm*, *em*) и для $\text{Re}\varepsilon_3' = 5$, $\text{Im}\varepsilon_3' = 0.18$ (сплошные и штриховые кривые *me*). Штрихпунктирные прямые *mm*, *em* и точечные прямые *em* относятся к случаю размещения источника на вершине неоднородности.



Как следует из представленных результатов, в случае идеально проводящего нижнего полупространства электрический диполь предпочтительнее размещать на вершине неоднородности (штрихпунктирные прямые *mm*, *em*), в случае конечно проводящего - вблизи ребра (кривые *me*). В сингулярной зоне для неострых углов наклона предпочтительнее использовать источник ГЭД (штриховые кривые *me*).

Литература

1. Козина О.Г., Макаров Г.И. // Вестн. СПбГУ. Сер. 4. Физика. Химия. 1997. № 4 (25). С. 14.
2. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2013. Т.58. № 3. С. 225.
3. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2012. Т.57. № 12. С. 1243.
4. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. IV. М.: Изд-во физматгиз, 1958.
5. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории ... М. Л.: АН СССР, 1948.
6. Meixner J. // IEEE Trans. 1972. V. AP-20. № 4. P. 442.
7. Кратцер А., Франц В. Трансцендентные функции. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.

В.В. Кириллов, А.Е. Пронин

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДВ В НЕОДНОРОДНОМ ИЗОТРОПНОМ ВОЛНОВОДЕ

Физический факультет СПбГУ

В работе приведен оригинальный метод расчёта распространения ДВ методом нормальных волн в неоднородном изотропном волноводе. Проведено численное моделирование процесса распространения поля частоты 200 кГц на переходных трассах типа день-ночь и ночь-день. Показано распределение амплитуды поля вдоль трассы и поведение дополнительной фазы поля во время захода и восхода Солнца на удалении 2000 км от источника.

Моделирование распространения ДВ методом нормальных волн в неоднородном волноводе Земля – анизотропная ионосфера является непростой задачей. Осложнение вызывает необходимость учета большого количества мод и большая вероятность пропуска существенной моды. В работе сделана попытка, используя особенности ДВ диапазона, численно смоделировать восходно-заходные явления на ДВ трассах.

Известно, что с ростом частоты распространяющегося поля влияние анизотропии ионосферы на распространение волн ослабевает [1]. Принимая во внимание, что профили электронной концентрации ионосферы в существенной области можно описывать экспонентой, для приземного распространения радиоволн ДВ диапазона предлагается оригинальный алгоритм вычисления полей на основе задачи распространения радиоволн в регулярном волноводе Земля - неоднородная по высоте изотропная ионосфера, изложенной в [2]. Пренебрежение влиянием магнитного поля Земли позволяет для вертикального источника свести систему уравнений Максвелла к одному дифференциальному уравнению в частных производных для функции $U(x,z)$, связанной с вертикальной составляющей электрического поля.

На частотах ДВ-диапазона и выше характерный масштаб изменения свойств ионосферы много больше длины волны, что открывает возможность использования высокочастотной асимптотики для описания поля по вертикали. В рамках этого приближения отражение происходит от области, связанной с точкой поворота. Выше этой области поле имеет лучевой характер волны уходящей на бесконечность. Ниже области существенной при отражении поле состоит из двух волн, падающей и отражённой. Характер поведения отражённой волны определяется фазовым интегралом. При этом описании отражения считается что ионосфера однородна по горизонтали в пределах горизонтальной области, существенной при отражении.

Наличие поглощения приводит к комплексным точкам поворота и комплексным лучам. В высокочастотной асимптотике описания отражения электромагнитных волн от ионосферы особое значение имеет фазовый интеграл, который входит в характеристическое уравнение для нахождения собственных чисел. Если принять во внимание близость профиля проводимости нижней ионосферы к экспоненциальному, то фазовый интеграл можно свести к аналитическому виду. Это существенно упрощает задачу вычисления собственных чисел, аналитически зависящих от номера.

В нерегулярном волноводе основное влияние на распространение радиоволн оказывают неоднородности вдоль трассы распространения. Вся трасса разбивается на куски. Границы определяются кусочно-однородной моделью земного импеданса. В каждом из этих кусков параметры модели ионосферы считаются медленно меняющимися функциями в масштабе горизонтальных размеров области, существенной при отражении.

Процесс распространения описывается приближенно в рамках параболического уравнения для функции $U(x,z)$ (при условии пренебрежения неоднородностью в поперечном к трассе, горизонтальном направлении), через которую выражаются искомые компоненты электромагнитного поля. Уравнение имеет вид:

$$2ik \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} + \frac{\partial^2 U(x, z)}{\partial z^2} + k^2(\varepsilon_S - 1)U(x, z) = 0 \quad (1)$$

$$E_r = \frac{P_0 k^2}{4\pi\varepsilon_0 r} e^{ikr+i\pi/4} \sqrt{\frac{\pi}{ka \sin \theta}} U \quad (2)$$

Начальные значения $U(0, z) = \delta(z)$, граничные условия при $z = 0$ будут $\frac{\partial U}{\partial z} + ik\delta'_g U = 0$, где

$\delta(z)$ - функция Дирака; $\delta'_g = \delta_g - \frac{i}{2ka}$, δ_g - приведённый поверхностный импеданс Земли; a - радиус Земли; $z = a \ln(r/a)$; x - расстояние от источника; P_0 - дипольный момент источника; ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для учета горизонтальной неоднородности, связанной с ионосферой, предложена оригинальная модель коэффициентов связи между нормальными волнами, не требующая для своего получения интегрирования по высоте и обладающая, несмотря на это, достаточной точностью. Решение параболического уравнения ищется в виде ряда по вертикальным собственным функциям U_m , которые параметрически зависят от горизонтального положения в волноводе x .

$$U(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m(x) U_m(x, z) \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в уравнение (1) получим следующую систему уравнений для коэффициентов разложения Фурье f_m и систему для собственных функций U_m

$$\frac{df_m}{dx} + \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma_{m,n} f_n + \frac{ik}{2} C_m^2 f_m = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 U_m}{\partial z^2} + k^2(\varepsilon_S - 1 + C_m^2) U_m = 0 \quad \frac{\partial U_m}{\partial z} + ik\delta_g U_m = 0 \quad \text{при } z=0, \quad \int_0^{\infty} U_m U_n dz = \delta_{m,n},$$

где C_m^2 - собственные числа регулярного волновода, соответствующие собственным функциям U_m ; $\delta_{m,n}$ - символ Кронекера; $\Gamma_{m,n}$ - коэффициенты связи, которые выражаются через интегралы

$$\Gamma_{m,n} \equiv \int_0^{\infty} U_m \frac{\partial U_n}{\partial x} dz, \quad \Gamma_{n,m} = -\Gamma_{m,n}. \quad (5)$$

Начальные условия определяют коэффициенты разложения при $x = 0$ в виде $f_m(0) = U_m(0,0)$. Для нахождения коэффициентов Фурье $f_m(x)$ из системы (4) на любом расстоянии x по их значениям для $x = x_1$ необходимо определить коэффициенты связи $\Gamma_{m,n}$. Коэффициенты связи выражаются интегралами (5) от произведения собственной функции номера m на производную от собственной функции номера n по горизонтальной координате. Непосредственное их вычисление практически невозможно, так как интегрирование быстро меняющихся функций требует значительных затрат машинного времени. Но выражение для коэффициентов связи, используя уравнение для собственных функций, можно преобразовать к виду:

$$\Gamma_{m,n} = \frac{\int_0^{\infty} U_m U_n \varepsilon_s dz}{(C_m^2 - C_n^2)} \quad \text{для } m \neq n; \quad \text{для } m=n \quad \Gamma_{m,n} = 0. \quad (6)$$

В рамках выбранной модели масштаб изменения диэлектрической проницаемости ионосферы много меньше масштаба изменения произведения собственных функций для близких номеров m и n , поэтому в интеграле (6) произведение $U_m \cdot U_n$ можно заменить квадратом собственной функции одного из номеров. Через аналогичный интеграл с квадратом собственной функции можно выразить и производную от собственного числа по продольной координате. Это обстоятельство позволяет заменить интеграл (6) производной от собственного числа одного из номеров. Проведя симметризацию приближённой формулы, получим следующее выражение для коэффициентов связи

$$\Gamma_{m,n} = \frac{\left(\frac{dC_m^2}{dx} \cdot \frac{dC_n^2}{dx} \right)^{1/2}}{C_m^2 - C_n^2}. \quad (7)$$

Вычисление по формуле (7) не предполагает интегрирования, но требует определения производных от собственных чисел по продольной координате.

Рассмотрение поля на переходе с (k)-го куска на ($k+1$)-ый кусок требует особого внимания. Решение на границе между (k)-ым участком и ($k+1$)-ым участком $x_{k,k+1}$ представлено в виде ряда по вертикальным собственным функциям (k)-го участка $U_m^{(k)}(x_{k,k+1}, z)$. На этой же границе на ($k+1$)-ом участке решение является суммой мод $U_m^{(k+1)}(x_{k,k+1}, z)$ ($k+1$)-го участка. Пограничные моды (k)-го куска $U_m^{(k)}(x_{k,k+1}, z)$ как функции z могут быть разложены по пограничным собственным функциям ($k+1$)-го куска

$$U_m^{(k)}(x_{k,k+1}, z) = \sum_n K_{m,n}^{k,k+1} U_n^{(k+1)}(x_{k,k+1}, z) \quad \text{где}$$

$$K_{m,n}^{k,k+1} = \int_0^{\infty} U_m^{(k)} \cdot U_n^{(k+1)} dz = \frac{i(\delta_g^{(k)} - \delta_g^{(k+1)})}{k[(C_m^{(k)})^2 - (C_n^{(k+1)})^2]} U_m^{(k)}(x_{k,k+1}, z) U_n^{(k+1)}(x_{k,k+1}, z)$$

Коэффициенты разложения по модам ($k+1$)-го участка $f_n^{(k+1)}(x_{k,k+1})$ представляются в виде суммы по коэффициентам разложения мод (k)-го участка $f_m^{(k)}(x_{k,k+1})$

$$f_n^{(k+1)}(x_{k,k+1}) = \sum_{m=0}^{\infty} K_{m,n}^{k,k+1} \cdot f_m^{(k)}(x_{k,k+1})$$

Таким образом, для получения правых коэффициентов Фурье из левых на границе двух участков необходимо иметь нормированные собственные функции слева и справа на границе раздела, а также их собственные числа.

Основную роль в точности прогнозирования полей играет выбор модели среды распространения. Для ДВ предлагается экспоненциальная модель профиля электронной концентрации ионосферы, параметры которой в переходной области день-ночь ($90^\circ - 100^\circ$) зависят от зенитного угла Солнца по линейному закону.

Параметры дневных и ночных экспонент выбираются на основании анализа литературных данных по моделированию профилей электронной концентрации по ДВ – данным и по результатам измерений характеристик ДВ полей, например, [3,4].

В результате для профилей вида $N(h) = N_0 \cdot \exp[\beta (h - H)]$, при $H = 80$ км получено:

для дня - $N_{0D} = 3.87 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $\beta_D = 0.206 \text{ км}^{-1}$;

для ночи - $N_{0N} = 0.87 \text{ см}^{-3}$ и $\beta_N = 0.556 \text{ км}^{-1}$.

Используемый высотный профиль для эффективной частоты соударений не зависит от широты и времени суток и имеет вид:

$$v_{\text{эф}} [\text{с}^{-1}] = 1.49 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \exp \{ - 0.145 \text{ км}^{-1} (h - 80 \text{ км}) \}.$$

Для целей расчёта поля ДВ от расстояния на неоднородной трассе была модифицирована существующая программа, созданная Копейкиным В.Н.

Модельный расчёт проводился на частоте 200 кГц на широте 60 градусов в условиях осеннего равноденствия. Рассматривалось распространение с востока на запад над морем. Для цели выделения переходных эффектов, трасса рассматривалась однородной по земле.

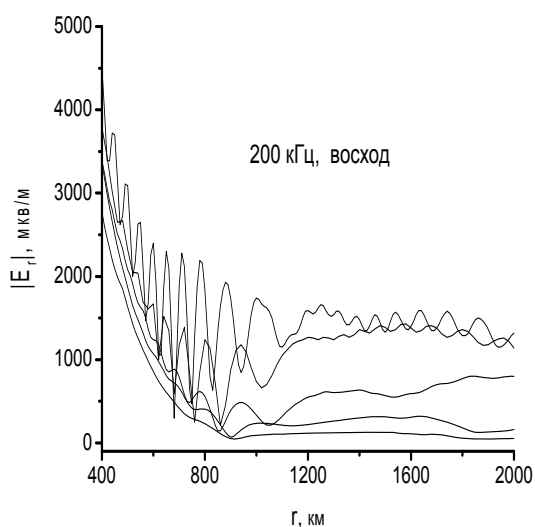


Рис. 1 Амплитуда поля от расстояния на восходе

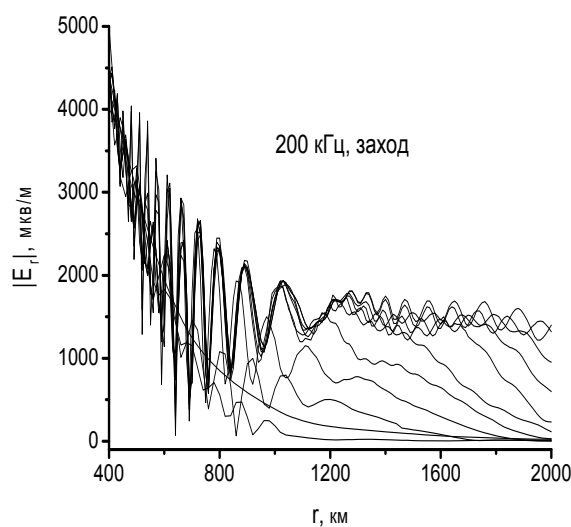


Рис. 2 Амплитуда поля от расстояния на заходе

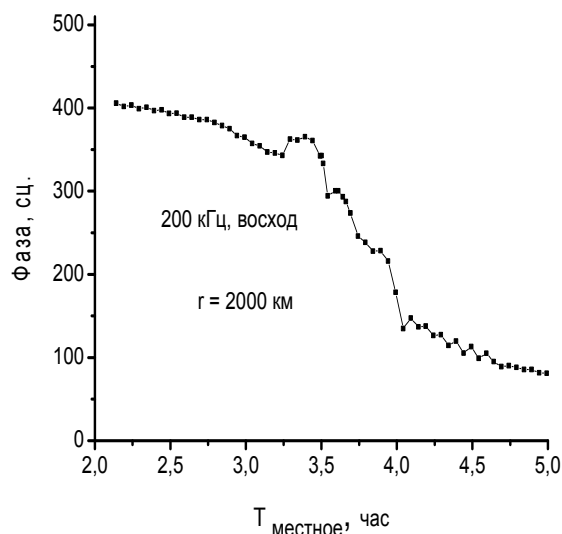


Рис. 3 Фаза поля как функция времени на восходе

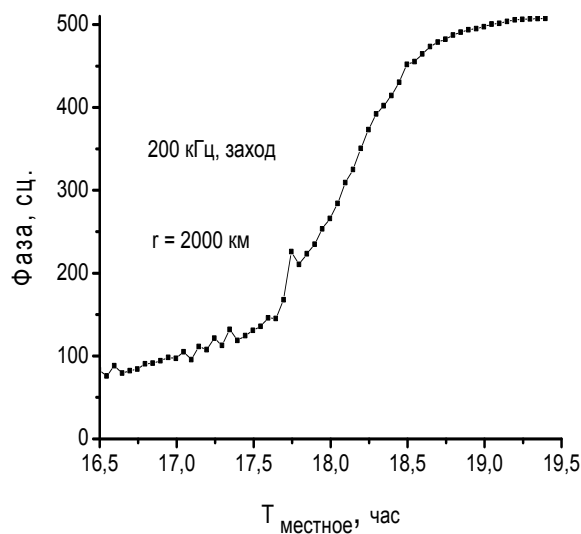


Рис. 4 Фаза поля как функция времени на заходе

Результаты расчётов амплитуды поля от источника в 100 квт представлены на рисунках 1 (восходные условия) и 2 (заходные условия). По оси абсцисс отложено расстояние от источника в километрах.

Как на восходе, так и на заходе поле нестабильно на расстояниях меньших 1000 – 200 км от источника. На больших расстояниях порядка от 1200 до 2000 км по мере восхода Солнца амплитуда поля почти равномерно уменьшается. Это связано с наступлением дневных условий вблизи источника. При заходе амплитуда возрастает неравномерно, чем дальше от источника тем амплитуда меньше из-за перехода условий распространения к дневным в конце трассы. При распространении с запада на восток указанные особенности восходного периода наблюдаются на заходе, а особенности захода проявляются на восходе.

Поведение дополнительной фазы поля в зависимости от местного времени на расстоянии 2000 км от источника показано на рисунках 3 и 4 для восхода и захода Солнца, соответственно.

За период восхода фаза поля убывает чуть больше, чем на три периода; во время захода Солнца она увеличивается на четыре периода.

Таким образом, показана возможность расчёта распространения ДВ методом нормальных волн. Проведены модельные расчёты поведения поля во время перехода условий распространения от дневных к ночным и наоборот. Отмечены некоторые различия в распространении ДВ при заходе и восходе Солнца. Приведённая модель вполне может использоваться для описания распространения ДВ в переходных условиях.

Литература.

1. Пронин А.Е. Вычисление электромагнитного поля в волноводном канале Земля – анизотропная ионосфера методом нормальных волн в СДВ – ДВ диапазонах. //В кн. : Распространение радиоволн. -Л.: Изд-во ЛГУ, 1986, с. 40-48.
2. Кириллов В.В., Копейкин В.Н., Штенников Ю.В. Особенности многомодового распространения радиоволн ДВ- и СВ- диапазонов в волноводном канале Земля – ионосфера. Изв. Вузов. Радиофизика, 1993, т.36, №2, С.107.
3. Антонец С.В., Проскурин Е.П., Тайбин Б.З. и др. Определение профиля электронной концентрации $N(z)$ по данным наклонного зондирования в СВ- и ДВ-диапазонах. XII ВКРРВ, Томск, июнь 1978. Тез. Докладов, ч. 1. М.: Наука, 1978. с. 209 – 210.
4. Belroze J.S. Low and very low frequency radio wave propagation. In.: Radio wave propagation. AGARD Lecture Series XXIX. July 1968.

А. Б. Орлов, А. Н. Уваров

ГЕЛИОЦИКЛИЧЕСКИЕ 11-ЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ДНЕВНЫХ УСЛОВИЯХ НА ВЫСОТАХ 25 ÷ 75 КМ ПО ДАННЫМ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СДВ

Кафедра радиофизики физического факультета СПбГУ

По экспериментальным данным о распространении СДВ строится модель нижней ионосферы для спокойных условий и условий ВИБ. В результате численного решения обратной задачи находятся параметры профиля электронной концентрации $N_e(h)$ (50 – 75 км) и эффективной проводящей "вставки" $N_i(h)$, задаваемой в виде некоторого слоя электронов с максимумом концентрации на $h_i = 35$ км, который эквивалентен по проводимости области повышенной концентрации ионов в окрестности высоты h_i . Оцениваются 11-летние гелиоциклические изменения параметров профиля N_e и "вставки" N_i .

I. Введение. В последнее десятилетие интенсивно изучаются солнечно-земные связи, и, в частности, анализируются изменения электрофизических параметров атмосферы и ионосферы Земли на высотах $h = 25 \div 75$ км, вызываемые вариациями интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). На указанное направление обратили внимание и авторы данной работы, занимаясь разработкой модели нижней ионосферы по данным о распространении радиоволн диапазона СДВ, предназначенной для спокойных условий и условий внезапных ионосферных возмущений. В предшествующие годы ими был получен ряд результатов: проанализированы сезонные вариации концентрации электронов N_e ($h = 50 \div 75$ км) и ионов N_i ($h = 25 \div 40$ км) [1], оценены вариации N_e на интервале от низких до субавроральных широт и изменения N_e , связанные с зенитным углом Солнца [2], получены оценки параметров модели $N_e(h)$ для высоких широт [3]. Кроме того, с использованием теоретических сведений из [4] о планетарном распределении скорости ионизации атмосферы ГКЛ ($h = 50$ км, число Вольфа $R \approx 10$) и сведений об эффективном коэффициенте потерь [5] с привлечением в качестве косвенного экспериментального материала - поправок радионавигационной системы "Омега" [6] проанализированы долготные вариации параметров ионосферной модели [7]. Учет всех этих регулярных факторов в ионосферной модели, а также привлечение обширной базы экспериментальных данных, полученных на протяжении почти векового интервала исследований распространения СДВ, позволяют перейти к исследованию 11 – летних гелиоциклических вариаций параметров нижней ионосферы. В данной работе рассматриваются летние (месяцы 6 и 7) и зимние (12 и 1) условия. Исследование основано на модели нижней ионосферы, достаточно подробное описание которой можно найти в работах [3, 7 - 9]).

II. Модель нижней ионосферы. Модель ионосферы является следствием соотношения $N = b \cdot q^\xi$, $\xi = 0,55$ [1, 10] и ее общая структура соответствует формуле

$$N_D(h) = [(N_0)^{1/\xi} \cdot (b_D/b_0)^{1/\xi} + (b_D)^{1/\xi} \cdot \Delta q(h, \Gamma)]^\xi, \quad (1)$$

здесь N_0 и N_D – электронные концентрации для условий, предшествующих ВИБ и во время ВИБ в максимуме возмущения, $\Delta q(h, \Gamma)$ - высотная зависимость приращения скорости образования электронов под действием вспышечного рентгеновского излучения, вычисляемая по однопараметрической модели из [11] по величине потока рентгеновского излучения Γ в спектральном окне 1 – 8 Å [<http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgdpdf>], b_0 и b_D - коэффициенты, связывающие значения N и q в условиях до ВИБ и при ВИБ соответственно; полагается $b_D = b_0 = b$ при $h \leq 55$ км. Представление $N_0(h)$, основанное на модели [9], было незначительно модифицировано [12] с целью возможности его оптимизации.

В используемую для исследования ионосферную модель по отношению к предыдущим ее версиям включены три дополнения.

1. Ранее, в [1], авторами данной работы была установлена необходимость введения в модель дополнительной эффективной области электронов $N_i(h)$ с максимумом на высоте $h_i = 35$ км, моделирующей (по проводимости) реально существующую область повышенной ионной концентрации [13]. Данный результат был получен вследствие использования предположения об одинаковости величин эффективных коэффициентов потерь электронов на высотах $50 \div 55$ км в спокойных условиях и при ВФА. Благодаря использованию такой гибридной ионосферной модели, $N_g(h) = N_e(h) + N_i(h)$, было получено удовлетворительное согласие параметров СДВ-полей, рассчитанных по модели $N_g(h)$, с экспериментально полученными среднеширотными данными о распространении СДВ. Величина максимума электронной концентрации во введенной проводящей вставке, $N_{i,max} = N_i(h_i) \approx 60 \div 120$, определялась только временем года [1]. Первопричиной появления области повышенной ионизации [14] являются галактические космические лучи, которые определяют также и наличие свободных электронов на высотах нижней части D-области. Поэтому в качестве простейшей связи величин $N_{i,max}$ и $N_e(h = 50 \text{ км})$ полагается их пропорциональность,

$$N_{i,max} = A \cdot [N_e(h = 50 \text{ км}, \varphi, L, R) / N_e(h = 50 \text{ км}, \varphi = 50^\circ, L = 60^\circ, R = 10)],$$

где A – свободный уточняемый параметр модели, различный для зимы и лета, L – географическая долгота (в исходной модели [1] величина $N_{i,max}$ являлась определяемым свободным параметром модели, не зависящим от широты). Здесь следует заметить, что пространственные широтно-долготные вариации $N_e(h = 50 \text{ км}, \varphi, L, R)$ определяются моделями скорости ионизации $q_{ГКЛ}(\varphi, L)$ [4] и эффективного коэффициента потерь $\psi(\varphi)$ [5].

2. Для уточнения в модели [8, 9] гелиоциклических вариаций $N_e(R)$ в модель среднеширотного «опорного» профиля, $\varphi = 50^\circ$, введен дополнительный параметр K ,

$$Lg\{N_e(R, \varphi = 50^\circ, L = 60^\circ)\} = [Lg N_{e0}] \cdot [1 + K \cdot d_R(h) R] \text{ при } h = 50 \text{ км}, \quad (2)$$

где $d_R(h)$ – высотнo-зависимый, знакопеременный коэффициент, $d_R < 0$ при $h < 60$ км и $d_R > 0$ при $h > 60$ км, а $N_{e0} = N_e(R = 10)$ и K – свободные параметры модели, уточняемые по СДВ-данным; K принимает значение K_0 при $h < 70$ км и линейно изменяется на интервале высот [70, 80] км от величины K_0 до 1. Структурные элементы модели N_e обеспечивают распространение зависимости (2) на другие широты и долготы [7]. В исходных моделях [1, 7, 8, 9] параметр K отсутствует, для перехода к ним надо положить $K_0 = 1$.

3. Как было указано в п.1, в предыдущих работах использовалось предположение об одинаковости величин коэффициентов потерь электронов на высотах $50 \div 55$ км в спокойных условиях и при ВФА, соответственно $b_D = b_0$. Это предположение реализовывалось в виде дополнительного условия связи, которое для широт $\varphi = 0$ и 50° на высоте $h = 50$ км накладывалось на элементы модели: $N_0 = q_{ГКЛ}^{0.5} \cdot b$; здесь, как и выше, N_0 – электронная концентрация для спокойных условий, $q_{ГКЛ}$ – скорость ионизации галактическими космическими лучами [4], а b – в обозначениях [1-3, 7] – основной параметр, см. (1), определяющий значения N_e в условиях ВФА. В данной работе условие связи не используется. Модель профиля $N_0(h)$ для спокойных условий является самостоятельным, независимым элементом. Модель для условий ВФА включает модель $N_0(h)$ и модель параметра b . В связи с исключением условия связи представляют интерес два вопроса:

- Как будут соотноситься при $h = 50$ км значение ψ [5], используемое в модели N_{e0} и результат оценивания параметра $\hat{b}(\varphi)$ в данной работе? Выполнение условия $(\hat{b})^{-0.5} = \psi$ – это важный вопрос внутренней непротиворечивости модели;

- Как будет соотноситься значение $N_e(h = 50 \text{ км}, \varphi = 50^\circ, L = 60^\circ)$, рассчитанное по теоретическим зависимостям $q_{ГКЛ}(\varphi = 50^\circ, L = 60^\circ)$ [4] и $\psi(\varphi = 50^\circ)$ [5], с соответствующим значением N_0 , полученным в данной работе по СДВ – данным?

III. Методы расчета СДВ поля и оценивания параметров модели. Поля СДВ на протяженных дневных трассах распространения рассчитывались методом нормальных волн

[15] в одномодовом ВКБ-приближении с учетом продольных неоднородностей, определяемых изменением свойств ионосферы и земли. Оценка параметров модели ионосферы находилась с использованием метода «покоординатного спуска» при минимизации функционала

$$V = \sum_{i=1}^I [X_i(\mathbf{P}) - X_i^{(e)}]^2 / S_i^2, \text{ здесь } S_i^2 - \text{выборочная дисперсия для экспериментального значения } X_i^{(e)}, I - \text{общее количество экспериментальных данных } X_i^{(e)}, X_i(\mathbf{P}) - \text{соответствующие значения, рассчитанные по модели } N_g(h, \mathbf{P}), \mathbf{P} - \text{вектор искоемых свободных параметров модели профиля } N_g(h, \mathbf{P}).$$

IV. Описание использованных СДВ - данных и результаты численных расчетов по оптимизированной ионосферной модели. Ограниченный объем данного сообщения не позволяет авторам привести подробные численные материалы $X_i^{(e)}$ для использованных экспериментальных данных о распространении СДВ в спокойных условиях и возмущенных условиях (общее количество около 100), а также непосредственные результаты выполненной работы – значения характеристик распространения и параметров СДВ-полей $X_i(\mathbf{P})$, рассчитанные по оптимизированной ионосферной модели. Ниже приведены только обобщенные сведения, разделенные на 6 групп. При расчетах значений $X_i(\mathbf{P})$ учитывались координаты пунктов излучения и приема, календарная дата и соответствующий дате уровень солнечной активности, время UT, частота, параметры излучающей станции и точность получения используемых данных. В тех случаях, когда о точности измерений или обработки ничего не было известно, соответствующее значение S_i , необходимое для организации процесса решения, задано из общих соображений для амплитудных измерений – 3 дБ и для фазовых – 5 сц.

1. В работах [1] и более ранних при построении модели $N_e(h)$ большую роль играли данные об относительной фазовой скорости распространения СДВ на частотах $10 \div 15$ кГц, $\xi = [(V/c) - 1] \cdot 10^3$, c – скорость света в вакууме [16]. Данные о фазовой скорости дополнялись экспериментальными сведениями о затухании СДВ-поля, позволяющими определить поведение профиля $N_e(h)$ на высотах ниже 60 км. Эти данные были получены путем статистической обработки [17] измерений Остина за период с 1924 по 1930 годы [18] (прием сигналов 10 европейских радиостанций в г. Вашингтоне, частоты $15 \div 24,4$ кГц) и аналогичных измерений, выполненных Ишии и Сакуразавой в Инубо (Япония) по сигналам станции NPG ($F = 18,6$ кГц) в 1960 \div 1963 гг. [19]. Эти трассы, в основном морские, располагались в поясе геомагнитных широт от 43°N до 65°N . Результаты Остина и Ишии для среднемесячных полуденных значений напряженности вертикальной электрической составляющей электромагнитного поля E были пересчитаны в значения модуля функции ослабления W , характеризующей отличие поля в реальных условиях от теоретически рассчитанного поля над сферической поверхностью Земли с бесконечной удельной проводимостью. Результаты статистической обработки большого массива данных были отнесены к условной “средней” трассе «излучатель в точке с координатами $44^\circ\text{N } 54', 0^\circ 42'\text{W}$ – приемник в Вашингтоне» (три частоты 15, 20 и 25 кГц, два уровня солнечной активности, $R = 10$ и 100, для лета (июнь – август) и зимы (январь)).

Данная группа данных была представлена $I_1 = 14$ значениями. Среднеквадратичное отличие значений характеристик распространения ξ и W , рассчитанных по оптимизированной модели N_g , от соответствующих экспериментальных значений, нормированное на точность определения (измерения) последних, $S_k = \left\{ \frac{1}{I_k} \sum_{i=1}^{I_k} [X_i(\mathbf{P}_{\min}) - X_i^{(e)}]^2 / S_i^2 \right\}^{0,5}$, составило в данной

группе $S_1 \approx 1,4$. Величина \mathbf{P}_{\min} получена после минимизации на всем объеме данных.

2. Используются также данные таблиц поправок радионавигационной системы «Омега» для частоты 10,2 кГц [6] на 15 июля и моменты времени UT, соответствующие максимальной освещенности трасс. Рассмотрено 23 трассы распространения из [7]. По этой группе данных получено $S_2 \approx 0,6$. Табличные данные [6] не соотнесены с определенной солнечной активно-

стью R и в литературе не отмечается факт зависимости $\xi(R)$ от R . Следует заметить, что специфика изменения формы профиля $N(h, R)$ такова (рис. 1), что вариации $\xi(R)$ не должны быть существенны.

3. Используются результаты разностно-фазовых измерений $(\Phi_A - \Phi_C)$ и $(\Phi_D - \Phi_C)$ по трем станциям А, D и С РНС «Омега» на м. Шмидта (Камчатка) в 1980 – 1984 гг. [2, 3]. Существенно, что около 70% трассы от станции D лежит в поясе геомагнитных широт $65^\circ < \varphi < 70^\circ$, а 83% трассы от станции А лежат на широтах $\varphi > 67^\circ$. Трасса «С» – м. Шмидта, в основном среднеширотная, морская является опорной (измерения были выполнены исследовательской группой Ленинградского государственного Университета под руководством С.М. Демькина). Среднемесячные значения 4-летних измерений получены на частотах 10,2 и 13,6 кГц. Невязки $|X_i(\mathbf{P}_{\min}) - X_i^{(e)}|$ для этих данных не превышали 1,7 сд при экспериментальной

точности, оцененной в 5 сд.

4. С целью более детального исследования влияния солнечной активности на уровень СДВ - поля, а также для ослабления проявления систематических ошибок оценки параметров излучающей станции и приемного пункта по многолетним данным ряда работ составлены разности $\Delta E(R_1, R_2) = E(R_1) - E(R_2)$ [дБ], характеризующие зависимость напряженности поля от уровня солнечной активности. Использованы результаты измерений напряженности полей станций NPM (23,4 кГц) и NLK (24,8 кГц), принимавшихся в г. Дунедин (Новая Зеландия) в 1992 – 1996 гг., и станций NAA (24,0 кГц) и NSS (21,4 кГц), принимавшихся в пункте Фарадей (Антарктида) в декабре 1986 – 1996 гг. [20]. Таким же образом повторно были обработаны результаты измерений напряженности поля станции NPG(18,6 кГц) в Инубо (Япония) [19]. Всего в этой группе данных было использовано $I_4 = 11$ значений, полученное значение среднеквадратичной невязки составило $S_4 \approx 1,1$.

5. Представляет интерес анализ внезапных амплитудных аномалии (ВАА), наблюдаемых во время вспышек солнечного рентгеновского излучения при регистрации СДВ полей на протяженных трассах. В работе использованы результаты исследований вариаций амплитуд СДВ-полей [21], зарегистрированных в г. Дунедин в период с 1992 по 1997 гг. на трассах от станций NPM (23,4 кГц) и NLK (24,8 кГц) и станций РНС «Омега» С и Н (13,6 кГц). Использованы также результаты аналогичных исследований [22], выполненных на трассе NAA (24,0 кГц) – Белград (Югославия) в период май - август 2004 и 2005 гг. Всего в данную группу вошли $I_5 = 15$ измерений, относящихся к различному времени года и к различной интенсивности потока рентгеновского излучения Γ ; для этой группы получено $S_5 \approx 0,9$.

6. Как и в работах [1-3,10] используются результаты регистрации внезапных фазовых аномалий (ВФА) сигналов РНС «Омега» в Инубо от станций С и G (13,6 кГц) и на трассе Новосибирск – Краснодар (11,9 кГц). Методика статистического анализа зависимостей экспериментально зарегистрированных ВФА позволила получить надежные оценки их величин для определенных значений потока рентгеновского излучения Γ и для уровня освещенности, определяемого усредненным вдоль трассы значением косинуса зенитного угла Солнца. Эти материалы были дополнены данными [21] о величинах ВФА, зарегистрированных в Дунедин (Новая Зеландия) на трансэкваториальных трассах от станций РНС «Омега» С и Н, а также от станций NLK и NPM. Использованные результаты, всего $I_6 = 21$, относятся к июлю, к трем уровням потока рентгеновского излучения Γ . Для этой группы получено $S_6 \approx 1,6$.

V. Обсуждение полученных результатов. При значениях S_k , приведенных выше, пп. 1 - 6, суммарная средняя невязка по всем данным составила около 1,3, что следует считать вполне удовлетворительным результатом, если учесть разнохарактерность использованных исходных данных о распространении СДВ и для спокойных и для возмущенных условий, а также большой объем выборки.

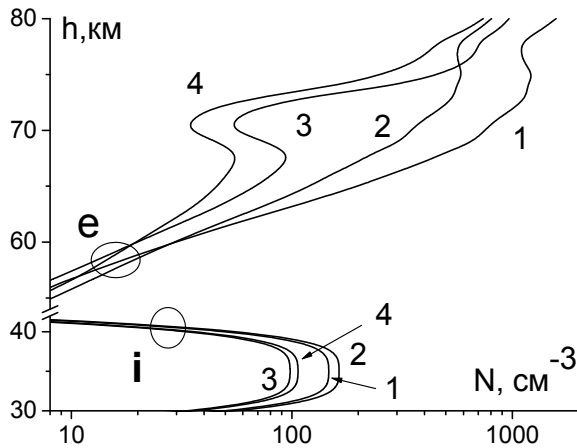


Рис. 1. Полуденные высотные распределения электронной концентрации (группа кривых “e”) и эквивалента ионного образования (группа “i”); $F_g = 45^\circ N$, $L_g = 60^\circ E$; обозначения: кривые 1 и 2 – 15 июля; 3 и 4 – 15 января; 2 и 4 – $R = 10$; 1 и 3 – $R = 150$.

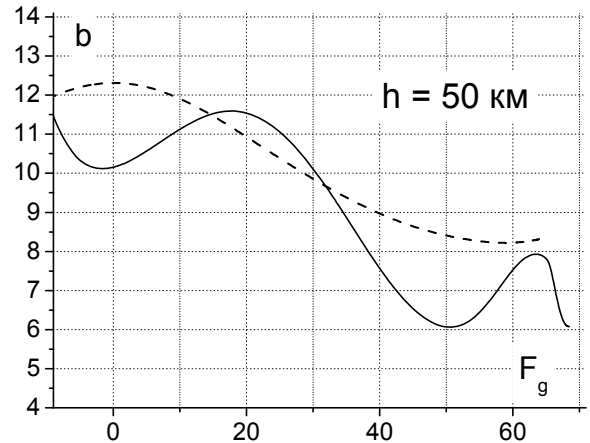


Рис. 2. Сравнение широтной зависимости $b(F_g)$, полученной в данной работе для северного полушария, с соответствующей теоретической зависимостью, рассчитанной по данным [5].

Высотные профили $N_e(h)$ на рисунке 1, рассчитанные по оптимизированной модели для географических широты $45^\circ N$ и долготы $60^\circ E$ (геомагнитная широта 51°) с учетом найденного значения $K_0 = 1,7$, имеют стандартный вид (см., например, [1, 8, 9]). Особенностью модели является наличие эффективного электронного образования на высотах $30 \div 40$ км, а также зависимость его величины от уровня солнечной активности и широты. Эквивалентные значения проводимости атмосферы, полученные для $h = 35$ км по результатам для $N_{i,max}$, составляют $\sigma \approx (1,5 \div 2) \cdot 10^{-9}$ См/м (при эффективной частоте соударений электронов с нейтральными частицами $v_{eff} = 2 \cdot 10^9$ с $^{-1}$) [23]. Попытки решения задачи с исключением проводящей вставки свидетельствуют о несовместности такой модели с исходными данными.

По оптимизированной модели для “опорной” точки с координатами $\phi_m = 50^\circ$, $L = 60^\circ$ для высоты 50 км получено $N_e = 3,1$ см $^{-3}$. Расчет этого же значения непосредственно по данным [4, 5], $N = b \cdot q^{0,5}$, дает достаточно близкое значение $2,6$ см $^{-3}$.

Сравнение полученной зависимости $b(F_g)$ с теоретической зависимостью из [5], свидетельствует об их удовлетворительной близости, в пределах $(10 \div 15)\%$, рис. 2. В отличие от монотонной теоретической зависимости результат данной работы характеризуется неглубокими минимумами в области экватора и на широте $F_g \approx 50^\circ$, а также максимумом на широте 64° ($F_m \approx 70^\circ$). Эти особенности имели место и в результатах предшествующих работ авторов.

Литература

1. А. Б. Орлов, А. Н. Уваров. «Модель нижней ионосферы для полуденных условий и условий внезапных ионосферных возмущений по данным о распространении СДВ» // Геомагнетизм и аэрномия, Т. 51, № 1, С. 80 – 89, 2011.
2. А.Б. Орлов, А.Н. Уваров. Построение модели нижней ионосферы для спокойных условий и ВИБ по СДВ–данным (влияние зенитного угла Солнца, низкие и субавроральные широты) // Сборник трудов Региональной XVI конференции по распространению радиоволн. СПб. С. 28 – 32. 2010.
3. Орлов А.Б., Уваров А.Н. Оценка параметров модели высокоширотной ионосферы для спокойных условий и условий ВИБ по данным о распространении СДВ // Сборник трудов Региональной XVII конференции по распространению радиоволн. СПб. С. 24 – 29. 2011.

4. P.I.Y. Velinov, I. Mateev, N. Kilifarska, «3-D model for cosmic ray planetary ionization in the middle atmosphere» // *Annales Geophysicae*, Vol. 23, p. 3043 – 3046, 2005.
5. N.V. Smirnova, O.F. Ogloblina, V.A. Vlaskov. Modelling of the lower ionosphere // *Pure Appl. Geophys.* Vol. 127. p. 353 – 379, 1988.
6. «Omega Propagation Correction Tables for 10.2 kHz», Hydrographic Center Publication N224, Defense Mapping Agency Hydrographic Center, Washington, D. C. 20390, 1973.
7. А.Б. Орлов, А.Н. Уваров. Регулярные долготно-широтные изменения электронной концентрации нижней дневной ионосферы // Сборник трудов Региональной XVIII конференции по распространению радиоволн. СПб. С.36 – 41. 2012.
8. Г.В. Азарнин, А.Б. Орлов. Модели дневной нижней ионосферы для прогнозирования распространения СДВ-поля // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1976. Т.16. №3. С. 454.
9. Г.В. Азарнин, В.А. Колсанов, А.Б. Орлов. «О возможной структуре глобальной модели нижней ионосферы для прогнозирования СДВ» // В сб.: *Проблемы дифракции и распространения волн*. Вып. 21. Изд-во ЛГУ, Ленинград, с. 112 – 130, 1987.
10. M. I. Belenkiy, A. B. Orlov, G. A. Petrova, A.N. Uvarov. Modeling of the electron density profile of the lower ionosphere (45-75 km) for sudden ionospheric disturbance conditions based on the data on sudden phase anomalies of VLF signals. // *IJGA, VOL. 6, GI3006*, doi:10.1029/2005GI000113. 2006.
11. А.Б. Орлов, А.Е. Пронин, А.Н. Уваров. Широтная зависимость эффективного коэффициента потерь электронов в дневной нижней ионосфере по данным о вариациях фазы СДВ-полей и риометрического поглощения при ВИБ. // *Геомагнетизм и аэрномия*. Т.38. №3. С. 102 – 110. 1998
12. А.Б. Орлов, А.Н. Уваров, И.Е. Юсупов. Определение параметров нижней дневной ионосферы для спокойных условий и условий ВИБ по данным о распространении СДВ". // В трудах XXII Всероссийской научной конференции "Распространение радиоволн". Сочи. Т.2. С.29 – 32. 2008.
13. В.И. Иванов, С.Ю. Ледомская. Эффект влияния ионов на характеристики распространения ОНЧ-радиоволн и параметры шумановского резонанса // *Геом. и аэрномия*. Т. 21. №2. С. 298 – 301. 1981.
14. I. G. Usoskin et al. Ionization of the Earth's Atmosphere by Solar and Galactic Cosmic Rays // *Acta Geophysica*. V. 57, no. 1, pp. 88-101. doi: 10.2478/s11600-008-0019-9. 2009.
15. Г.И. Макаров, В.В. Новиков, С.Т. Рыбачек. Распространение радиоволн в волноводном канале Земля-ионосфера и в ионосфере. М.: Изд. «Наука». 150 с. 1993.
16. С.М. Демькин, А.А. Никитин, А.Б. Орлов. Измерения фазовой скорости в диапазоне сверхдлинных волн // *Радиотехника и электроника*. Т. 19. № 10. С. 2060 – 2065. 1974 .
17. Г.И. Макаров, А.Б. Орлов, А.Е. Пронин, А.Н. Уваров. Анализ широтных и регулярных долгопериодных изменений амплитуд СДВ-полей (15 - 25 кГц) на протяженных среднеширотных трассах в околополуденных условиях. // *Вестник Санкт-Петербургского Университета*. Сер. 4. Физика- Химия. 2001. Вып.2(№12). С. 39 - 46.
18. Austin L.W. Long distance radio receiving measurements. // *Proc. IRE*. 1925. V.13. P.283; 1926. V.14. P.663; 1928. V.15. P.825; 1928. V.16. P.1252. 1930. V.18. P.101 and P.1181; 1931. V.19. P.1615 and P.1766; 1932. V.20. P.689.
19. T. Ishii, A. Sakurazawa. Long-term amplitude variation of the NPG -18.6 kc/s signal on the transpacific transmission // *J. Radio Res. Labs*. V. 11. № 54, p. 63 – 74, 1964. .
20. Thomson, N.R., Clilverd, M.A. Solar cycle changes in daytime VLF subionospheric attenuation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 62 (7), 599-606. 2000.
21. W. M. McRae, N. R. Thomson. Solar flare induced ionospheric D-region enhancements from VLF phase and amplitude observations // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 77 – 87. 2004.
22. V. Zigman, D. Grubor, D. Sulic D-region electron density evaluated from VLF amplitude time delay during X-ray solar flares. *J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 69. 775-792. 2007.
23. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 683 с. 1967.

В. В. Пчелкин

ГОДОВОЙ ХОД ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО АТМОСФЕРНОГО ШУМОВОГО МАГНИТНОГО КНЧ-ПОЛЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН

На основе результатов трехлетних измерений, проведенных в высокоширотной магнитной обсерватории Ловозеро, проанализирован годовой ход амплитудных характеристик шумового электромагнитного поля в районе частот первого шумановского резонанса. Установлено летнее увеличение среднего и медианного значений магнитной компоненты шумов грозового происхождения и отсутствие годовой вариации у показателя степенной зависимости, эмпирически описывающей распределение амплитуд шумовых сигналов. Установлена связь сезонного возрастания среднего значения модуля горизонтальной магнитной компоненты поля с сезонным увеличением числа молниевых разрядов в глобальном масштабе.

В работах [1, 2] было показано, что для описания амплитуд шумового электромагнитного поля в районе частот первого шумановского резонанса (интервал 6-10 Гц) можно применять эмпирическую формулу вида [3].)

$$P(X) = [1 + (X/X_{50})^k]^{-1}, \quad (1)$$

где X_{50} - медиана распределения или половина среднего значения; в качестве величины X могут рассматриваться значения магнитной или электрической компонент регистрируемых шумовых импульсов.

В [1, 2] было установлено, что суточные колебания коэффициента k находятся в интервале 2,4 - 2,9 для шумов грозового происхождения и существенно меняются при «включении» магнитосферных источников или появлении техногенных помех. Основная цель проведенного ниже исследования. - анализ сезонных вариаций амплитудных характеристик шумов. Важность такой задачи обусловлена не только требованиями практики, но и теории – в частности, для активно разрабатываемой концепции глобальной электрической цепи (ГЭЦ), в которой одна из главных ролей отводится грозовому токовому генератору (см., например [4, 5]. В этих работах отмечалось, что создание самосогласованной теории ГЭЦ напрямую связано с успешными оценками вклада разных источников в токовый баланс и измерениями электрического поля и проводимости. А с этих позиций, амплитуда магнитной компоненты шумов данного диапазона, являясь параметром, напрямую зависящим от совокупного тока молний, более удобна для глобального токового мониторинга, чем такие характеристики грозовой активности, как число молниевых разрядов, общая площадь гроз и тп.

Исходные экспериментальные данные, использовавшиеся в работе, представляли собой результаты двухкомпонентных измерений горизонтальной составляющей магнитного поля индукционного магнитометра высокоширотной обсерватории «Ловозеро». Обсерватория находится в центральной части Кольского полуострова (67,97⁰с.ш., 35,08⁰ в.д.) в месте, удаленном от крупных городов и иных локализаций техногенных помех. К достоинствам местоположения следует также отнести удаленность от очагов местных гроз. С другой стороны, близость к магнитосферным токовым системам, активно «работающим» во время магнитных бурь, потребовала разработки методики сортировки дней с целью исключения этого источника шумов.

С целью сужения исходной полосы частот (0,1 Гц - 20 Гц) применялись цифровые фильтры, ограничивающие полосу частот примерно до диапазона 6-11Гц (окрестности 1-й шумановской резонансной моды). Методика сортировки дней была основана на совместном анализе динамических спектров, так называемых кривых превышений (кривая превышений

показывает суточный ход числа измерений шумового поля, когда модуль измеряемой величины превышал заданный порог в течение времени накопления – в нашем случае оно составляло полчаса) и суточного хода коэффициента k – параметра функции распределения амплитуд шумов (см. выше). Применяемая методика сортировки дней подробно описана в [6]. По отобранному материалу были рассчитаны средние за сутки значения модуля, медианное значение, средний коэффициент k , а также числа превышений при разных заданных порогах дискриминации и строились соответствующие вариации за рассматриваемый промежуток времени (три года).

Функцию распределения шумовых сигналов по амплитудам (1) определяют два параметра – медианное значение амплитуды B_{50} и показатель степенной зависимости k (безразмерная величина). Обобщение трехлетних наблюдений показало, что этот коэффициент не имеет сезонного хода. Годовой ход медианного значения модуля горизонтальной составляющей магнитной компоненты шумового ЭМП - второго параметра, определяющего вид функции распределения - характеризуется выраженным ростом в летний сезон. Увеличение его значений составляет примерно 60% по отношению к зимнему сезону и немного меняется по годам. В частности, за рассматриваемые три года лето 2007 г характеризовалось самым большим увеличением медианного значения поля – на 75%.

Как уже говорилось, регистрируемая горизонтальная магнитная компонента поля – величина, зависящая, в большей степени, от совокупного молниевых тока, чем от числа молниевых разрядов. В силу этого она удобна для целей оперативного токового мониторинга глобального грозового генератора (если не в абсолютном исчислении, то - как показатель относительных вариаций). Такие характеристики, как число действующих гроз, число молниевых разрядов или территория, охваченная грозами, - менее информативны для токового мониторинга, так как возможны сезонные колебания среднего тока молний. Кроме этого, наблюдения за числом разрядов не удовлетворяют одновременно требованиям полноты и хорошего временного разрешения. Так, например, широко известная сеть наземных регистраторов WWLLN (VLF World-Wide Lightning Location Network – см. [Rodger,2006]) молниевых разрядов фиксирует всего лишь около 10% всех молний. А спутниковые наблюдения [Hugh J. Christian et al., 2003], проведенные с помощью оптического детектора вспышек молний, позволяют «видеть» одну точку на поверхности Земли суммарно (за все пролеты) порядка нескольких десятков минут за год. В силу сказанного интерес представляет сравнение наблюдений за вариациями поля с годовыми вариациями числа молний. Представление об этой связи дают графики на рис.1.

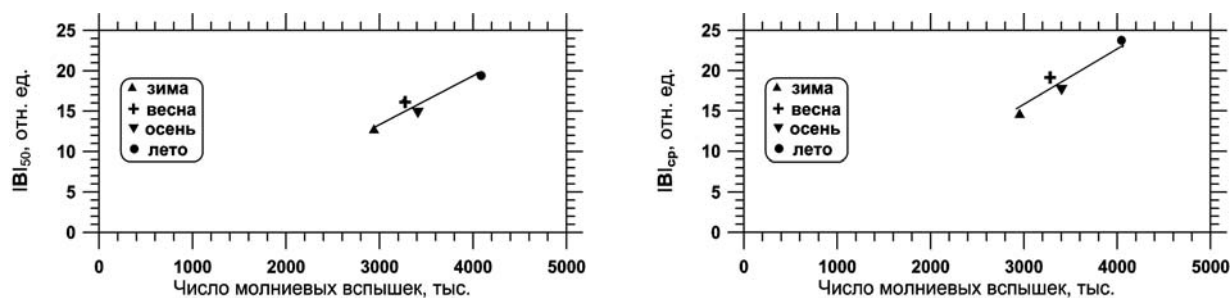


Рис.1. Связь сезонного (от зимы – к лету) увеличения числа молниевых разрядов с ростом медианного (а) и среднего (б) значения модуля магнитной компоненты.

Они показывают, что сезонное увеличение числа молниевых разрядов в глобальном масштабе (зима-лето северного полушария) сопровождается увеличением среднего значения модуля горизонтальной магнитной компоненты поля и её медианного значения. Это означает (несмотря на возможное уменьшение среднего тока молний), что усредненный по ансамблю токовый момент молний (и, вероятно, сам совокупный ток молний) в летний сезон растет вместе с увеличением их числа.

В перспективе изучение связи магнитного поля и числа молниевых разрядов может позволить проводить грубые оценки числа молниевых разрядов в глобальном масштабе - по измеренному модулю горизонтальной магнитной компоненты шумового поля, с учетом сезона, (а также- наоборот). Для этого следует расширить экспериментальный материал, включив в анализ посуточные данные мировой сети наземной регистрации числа молниевых разрядов, и выполнить сопоставления с измеряемым полем (среднесуточных значений) в рамках техник корреляционного анализа.

Вид функции распределения регистрируемых шумовых сигналов по амплитудам и экспериментально установленный факт роста медианного значения магнитной компоненты (при постоянстве коэффициента степенной зависимости k) заставляют предположить, что число высокоамплитудных шумов летом увеличивается в процентном соотношении больше, чем число относительно слабых шумов. Результаты измерений подтверждают это.

На рис.2 показаны зависимости суточного числа слабых и сильных сигналов (значения дискриминационных порогов отмечены на картинках) в течение трех лет проводимого эксперимента.

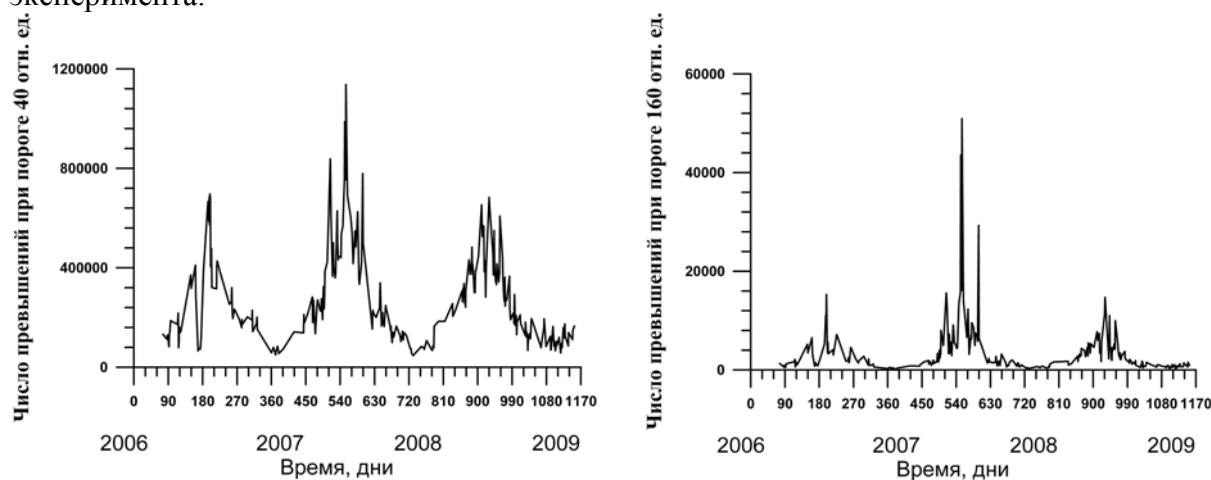


Рис.2. Годовой ход среднесуточных чисел превышения при разных дискриминационных порогах: а) 40 отн. единиц б) 160 отн. единиц.

Как видно из графиков, при дискриминационном пороге 40 отн. единиц (средний уровень сигнала - около 17 отн. ед.) наблюдается летнее возрастание приблизительно в 4-5 раз, а при пороге 160 отн. единиц – 10 и более раз.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программой Отделения физических наук РАН "Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований".

Литература

1. Белоглазов М.И., Пчелкин В.В. О распределении амплитуд естественных КНЧ-шумов по измерениям на Кольском полуострове. // Труды 16 региональной конференции по распространению радиоволн. С. Петербург. 2010. с.4-7.
2. Белоглазов М. И., Пчелкин В. В. Особенности распределения уровней высокоширотного атмосферного шумового электромагнитного поля в окрестности первого шумановского резонанса. // Геомагнетизм и аэрономия. №5. 2011. с. 677-682.
3. Лихтер Я.И., Терина Г. И. Некоторые результаты исследования интенсивности атмосферных помех в Москве. // Сб. "Исследования ионосферы". М.: АН СССР. №3. 1960. с. 90-94.
4. Mareev E. A., Yashunin S. A., Davydenko S. S., Marshall T. C., Stolzenburg M., Maggio C. R. On the role of transient currents in the global electric circuit // Geophys. Res. Let. V. 35. L15810. 2008. 5p .
5. Rycroft M., J., Harrison R. G., Niccoll K. A., Mareev E. A., - An overview of Earth's global electric circuit and atmospheric conductivity // Space Sci. Rev. V. 137,#1-4. 2008. P. 83-105.
6. Пчелкин В. В., Кириллов В.И., Белоглазов М.И. - Сезонные изменения глобальной грозовой активности по наблюдениям амплитудно-угловых характеристик шумового магнитного поля КНЧ-диапазона // Геофизические исследования. Т.13. №4. 2012. с.76-89.

В. В. Пчелкин

К ВОПРОСУ О БИОЛОГИЧЕСКОМ ВЛИЯНИИ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН

В работе на основе методов теории распознавания образов выполнен морфологический анализ осциллограмм естественных шумовых электромагнитных эмиссий КНЧ диапазона первого шумановского резонанса. Сделаны оценки вероятности появления непрерывных квазипериодических фрагментов. Показано, что достаточно длительные фрагменты квазипериодических колебаний являются чрезвычайной редкостью в экспериментальных рядах. Подвергается сомнению гипотеза о биологическом влиянии шумановских резонансов.

Введение.

Оценки и экспериментальные измерения частот продольных резонансных волн в полости Земля-ионосфера показали значения около 7, 8 Гц, 14 Гц и 20 Гц [1, 2, 3, 4] с разбросом в пределах суток, который в обычных условиях находится в пределах не более 0,1-0,2 Гц.

Близость первой резонансной частоты альфа - ритму головного мозга не могла не привлечь внимание биологов и медиков (один из первых высказавших гипотезу - Герберт Кениг, немецкий врач). В. Людвиг выпустил известную книгу о резонансе Шумана «Информативная медицина». Высказанная гипотеза о возможном влиянии шумановских резонансов на биологические объекты (и, прежде всего – на человеческий организм) получила развитие во множественных научных работах, статьях в популярных журналах и книгах, публикациях в Интернете и даже фантастических рассказах. Однако убедительные свидетельства такого влияния отсутствуют до сих пор.

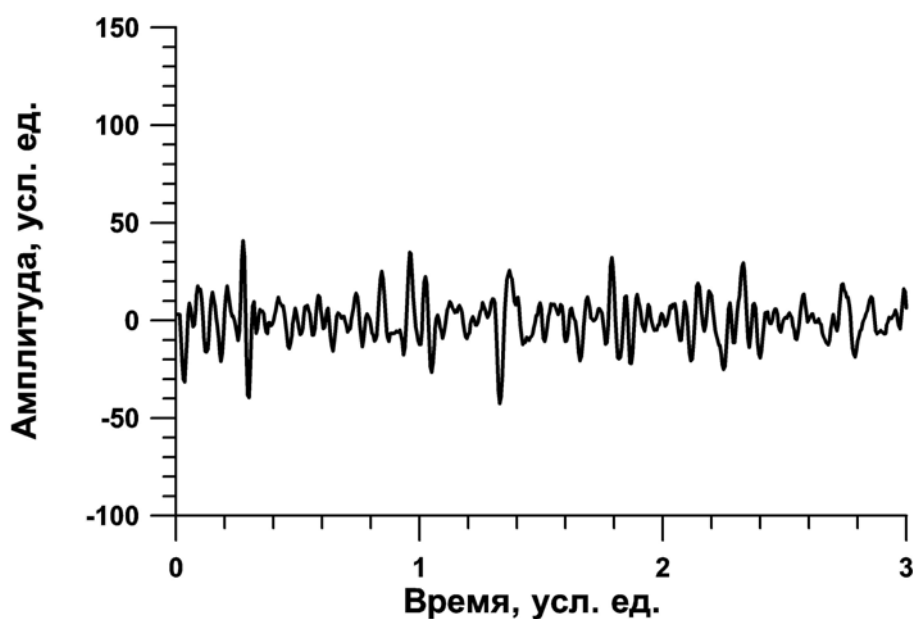


Рис. 1 Фрагмент записи шумовых электромагнитных колебаний диапазона частот 6-11 Гц. Западно-восточная компонента горизонтальной магнитной составляющей.

Одной из причин этого может быть отсутствие выраженного доминирующего колебания в резонаторе. Экспериментаторы, говоря о шумановских резонансах, часто употребляют термин «шумовые колебания», имея ввиду не только источники, но и сам морфологический характер записей (см. рис. 1). Действительно, первый взгляд на характер осциллограммы, показанной на рисунке, не рождает мысли о присутствии колебательного процесса фиксированной частоты. Но, тем не менее, методы спектрального анализа показывают усиление коэффициента разложения в районе гармоник 7, 8 Гц. Как можно объяснить? И есть все-таки в резонаторе стоячая волна на частоте 7, 8 Гц, или её там нет?

В данной работе мы попытались ответить на этот вопрос, посмотрев на проблему с другой стороны. Была поставлена задача прямой оценки частоты появления фрагментов непрерывных квазипериодических колебаний - в зависимости от длительности фрагментов.

Экспериментальные данные и техника обработки.

Экспериментальные данные представляли собой результаты измерений двухкомпонентным магнитометров (обс. «Ловозеро») горизонтальной магнитной составляющей шумов в магнитоспокойные дни. Экспериментальная установка и техника отбора записей без техногенных помех и магнитосферных возмущений достаточно подробно описаны в [5, 6, 7].

Результаты морфологической классификации, выполненные разработанным нами методом, позволили не только выделить интересующие нас элементы, но и оценить частоту их появления. В рамках дивизимного монотетического подхода выполнялась простейшая классификация экспериментального ряда, сводившаяся, по сути, к сортировке всех фрагментов на «квазипериодические, заданной длительности» и «остальные» [7, 8, 9, 10, 11]

Показатель периодичности рассчитывался как отношение максимальной и минимальной длительностей среди всех j -х интервалов знакопостоянства измеряемой величины в анализируемом i -м фрагменте; значение больше или равно единицы; близость к единице говорила о высокой упорядоченности смены знака измеряемой величины). Данный дескриптор рассчитывался по формуле :

$$b_{2,i} = \frac{\max T_{i,j}}{\min T_{i,j}},$$

где j – номер интервала знакопостоянства во фрагменте.

Далее, по отношению суммарного времени отобранных фрагментов к длительности всей записи, определялись частоты появления квазипериодических фрагментов разной длительности.

Результаты и обсуждение.

Образцы отбираемых фрагментов показаны на рис 2. Часть квазипериодических фрагментов - порядка нескольких процентов - составляли так называемые всплески Q-типа [1, 7]. Определение средней частоты таких колебаний показывает значение 7, 8 Гц, что говорит о резонансной природе явления. Этот результат не являлся очевидным, так как при отборе квазипериодических колебаний мы не задавали никаких требований к частоте колебаний.

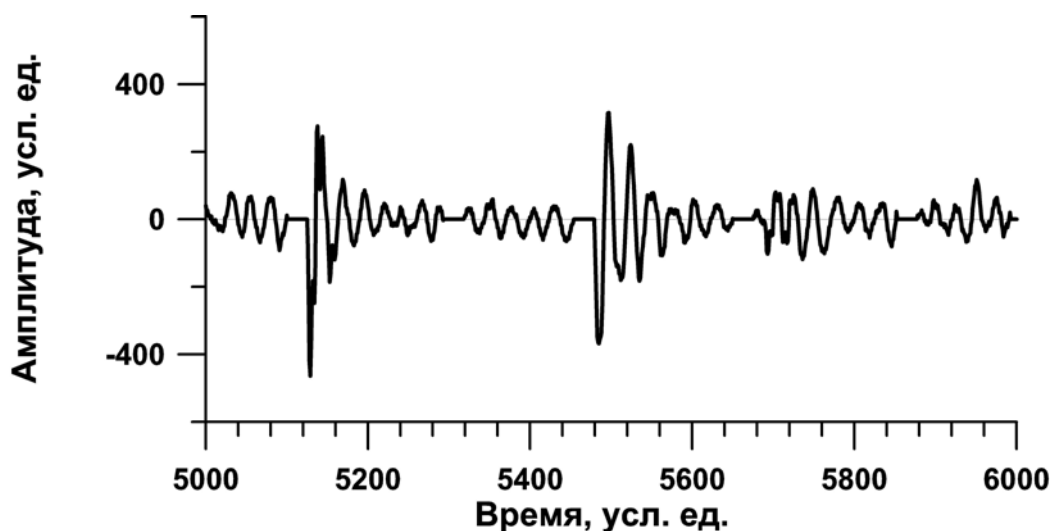


Рис. 2 Фрагмент записи отобранных автоматически из экспериментального ряда квазипериодических колебаний длительностью четыре и более квазипериодов.

Оценки частоты появления таких фрагментов в экспериментальных рядах показывают *их редкость*. Так если говорить о совсем коротких фрагментах квазипериодических колебаний, длящихся хотя бы 3-4 периода (примерно 0,36-0,48с) и более, то даже они составляют порядка процента от всего ряда в суммарной продолжительности. Причем фаза колебаний от одного такого фрагмента к другому изменяется случайным образом. Если же говорить о суммарной продолжительности фрагментов в 5 и более квазипериодов – то она составляет уже менее 0, 2 процента во всей записи.

Таким образом, несмотря на то, что само существование резонатора бесспорно, длительно сохраняющегося колебания в резонаторе нет. (Экспериментатор сказал бы, что, на первый взгляд, он наблюдает просто шумы) Причин этого две. Первая - случайный характер действия источников колебаний в резонаторе (грозовых разрядов) - по времени, координатам и характеристикам. Вторая - сильное затухание колебаний (добротность порядка 2,5-3, 0).

Важность данного результата легко понять, - подстройка биологические объекты наблюдается не просто на факт существования самого резонатор (которых в окружающем нас мире немало), а именно на *периодический процесс в нем*. Примеров подстройки к периодически повторяющимся явлениям можно найти много. Достаточно вспомнить смену сезонов в течение года и приспособляемость животных и растений к ней, суточные ритмы и т.д.

Отметим, что такой результат морфологического анализа ряда не входит в противоречие с результатами спектрального анализа. Методы оценки резонансных частот (например, широко применяемый метод Велча) основаны на некоторых усреднениях и перекрытиях интервалов времени. Безусловно, они должны демонстрировать некоторое усиление гармоник 7,8 Гц, «откликаясь» на достаточно ощутимое количество квазипериодических фрагментов колебаний этой частоты, присутствующих в рядах и найденных методами теории распознавания образов.

Вывод.

Несмотря на бесспорное существование глобального резонатора Земля-ионосфера и некоторое усиление гармоник, соответствующих предсказанным Шуманом частотам продольного резонанса, *выраженные резонансные колебания долгой продолжительности в резонаторе отсутствуют*, что подтверждается морфологическим анализом суточных осциллограмм, выполненным методами теории распознавания образов.

Причиной этого является случайный во времени и пространстве характер несогласованных множественных грозовых разрядов – основного источника колебаний в резонаторе. В силу этого высказываемый в ряде работ тезис о возможном влиянии шумановских резонансов на биологические процессы представляется крайне сомнительным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программой Отделения физических наук РАН "Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований".

Список литературы.

1) T. Ogawa, Y. Tanaka, T. Miura, M. Yasuhara – Observations of Natural ELF and VLF Electromagnetic Noises by using Ball Antennas. // J. of Geomagnetism and Geoelectricity < vol.18, № 4, pp. 443 – 454, 1966.

2) П.В. Блюх, А.С. Николаенко, Ю. В. Филиппов – Глобальные электромагнитные резонансы в полости земля-ионосфера. //Киев, «Наукова думка», 1977.

3) Александров М.С. и др. - Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. //Коллективная монография. Изд-во «Наука», 1972, 1-100.

4) Lones D. Ll., Kemp D. T. – The Nature and Average Magnitude of the Sources of Transient Excitation of Schumann Resonances. // JATP, 1971,33, p.557-566.

5) Белоглазов М.И., Пчелкин В.В. О распределении амплитуд естественных КНЧ-шумов по измерениям на Кольском полуострове. // Труды 16 региональной конференции по распространению радиоволн. С. Петербург.-2010.-с.4-7.

6)Белоглазов М. И., Пчелкин В. В. – Особенности распределения уровней высокоширотного атмосферного шумового электромагнитного поля в окрестности первого шумановского резонанса. // Геомагнетизм и аэрономия, №5, 2011, с.

7) Пчелкин В.В., Белоглазов М. И., Васильев А. Н., Воронин А. И. - Всплески Q-типа в магнитных колебаниях КНЧ диапазона как явление, отражающее свойства глобального резонатора Земля-ионосфера // Геомагнетизм и аэрономия, 2010, Т. 50, N 5, с. 1-9.

8) Вапник В.Н., Червоненкис А.Я. Теория распознавания образов (статистические проблемы обучения). – М.:Наука, 1974.-415 с.

9) Загоруйко Н.Г. Методы распознавания и их применение.-М. : Сов.радио, 1972. -206 с.

10) В.В.Пчелкин. Автоматизация поиска редких событий при исследовании связей атмосферных электрических процессов с параметрами межпланетной среды // 7-я Всероссийская конференция по атмосферному электричеству, 24-28 сентября 2012г., Санкт-Петербург, Сборник трудов. - Санкт-Петербург - ФГБУ "Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова". - 2012. - С.191-193

М.А. Поляков, А.А. Пылаев

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ РЕАЛЬНЫХ ТРАСС

Физический факультет СПбГУ

Рассматривается задача анализа дополнительного запаздывания сигнала как случайной величины, функционально зависящей от координат приемника. Из-за «пространственной нестационарности» собственно дополнительного запаздывания вместо него предлагается анализировать вспомогательную величину, физический смысл которой есть относительное отличие скорости распространения сигнала над реальной трассой от скорости распространения над некоторой опорной трассой.

Дополнительное запаздывание будем определять как разность между временем распространения радиосигнала над реальной трассой и временем распространения над так называемой опорной трассой, скорость распространения над которой задана. В качестве этой скорости можно выбрать, например, скорость распространения волны в приземном слое, равную 299,692 м/мксек. Задачу будем рассматривать в одномерном приближении. Тогда электрические свойства реальных трасс, от которых и зависит дополнительное запаздывание, есть сложная функция распределения импеданса (электрических свойств) вдоль трассы как линии на земной поверхности, соединяющей точки расположения передатчика и приемника. А если рассматривать некоторую рабочую зону, то можно заключить, что дополнительное запаздывание есть некоторая пространственно случайная функция координат земной поверхности, и для ее описания тогда необходимо анализировать функции распределения этой случайной функции

Исходной информацией, как сказано выше, является пространственное распределение импедансов, по которому можно выполнить расчеты функции ослабления и, соответственно, дополнительного запаздывания, а само распределение импедансов представлено в виде карт (карт геоэлектрических разрезов – карт ГЭР) [1]. Эти карты, первоначально построенные в графическом варианте, были далее оцифрованы и представлены в цифровом виде. [2]. Для вычисления функции ослабления, строго говоря, требуется численное решение интегрального уравнения, приведенного, например, в [3]. Конкретный алгоритм решения этого уравнения, а также сравнение с экспериментальными результатами, изложены в работе [4]. Однако эта процедура очень громоздка, и поэтому для этих вычислений мы использовали эвристический алгоритм Миллингтона [5]. Тестирование показало, что за исключением экзотических трасс точность этого алгоритма достаточная – по крайней мере соизмерима с точностью построения самих карт ГЭР.

На рис.1 для ознакомления приведены графики дополнительных запаздываний для некоторых характерных сухопутных трасс на частоте 100 кГц.

Видно, что это нерегулярные, но в среднем линейно растущие функции длины трассы. На расстояниях от 0 до 1000 км они изменяются от нуля до 3-х – 4.5 мксек.

Пусть C_0 – опорная скорость света, а C – интегральная (эффективная) скорость распространения волны над данной трассой, R – длина трассы.

Очевидно, что дополнительное запаздывание $\tau(R) = R(1/C - 1/C_0)$. Отсюда следует, что собственно дополнительное запаздывание есть «нестационарная» функция расстояния и, соответственно, координат корреспондентов. Описывать ее классическими функциями

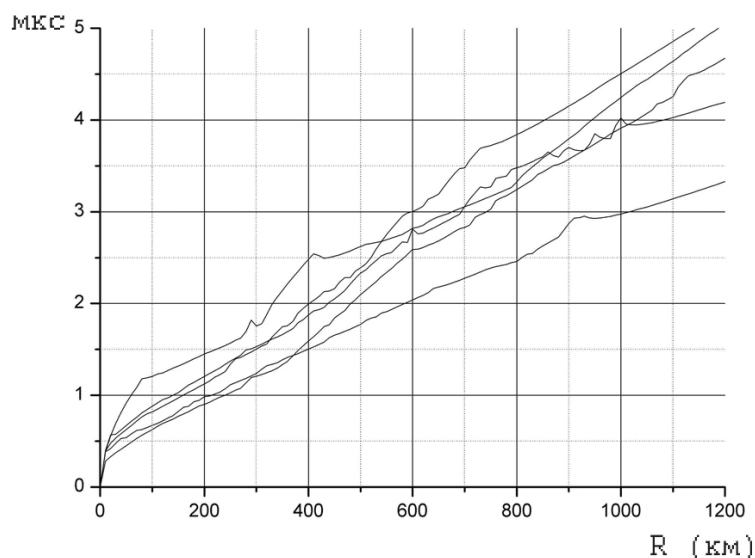


Рис.1. Дополнительное запаздывание над некоторыми сухопутными неоднородными трассами.

распределения, следовательно, некорректно [6]. Поэтому сформируем безразмерную функцию $Z(R)=C_0 \times \tau(R)/R$. Легко показать, что $X \equiv Z/(1+Z) = (C_0 - C)/C_0$. Именно эта уже «стационарная» случайная величина, в отличие от дополнительного запаздывания, не имеет детерминированной зависимости от расстояния и оказывается приемлемой и удобной для статистического анализа. От безразмерного параметра X переход к дополнительному запаздыванию на расстоянии R осуществляется по очевидной формуле $\tau = R \cdot X / ((1-X) \cdot C_0)$. Как и требуется, появилась классическая линейная зависимость дополнительного запаздывания от расстояния.

Для конкретных расчетов надо выбрать рабочую частоту и рабочую зону. Зададим частоту 100 кГц, и пусть передатчик расположен в н.п. Карачев (ведущая станция Российской радио-навигационной системы «Чайка»). Приемники расположим на восьми радиальных трассах с шагом по азимуту 45° , расстояниях до 1200 км и с шагом по расстояниям 10 км, что согласуется с дискретом построения карт ГЭР.

Очевидно, что функции распределения величины X будут качественно иными для чисто сухопутных трасс и трасс, включающих морские участки. На настоящем этапе для унификации мы будем анализировать только чисто сухопутные трассы, соответствующим образом сокращая их длину, где это необходимо.. Кроме того, учтем, что достоверные сведения об электрических свойствах имеются только для территории бывшего СССР. Это также приводит к сокращению длин некоторых трасс.

Далее можно выполнять статистический анализ двумя путями – индивидуально для каждой трассы или единый для всей рабочей зоны. Учитывая, что приемник в общем случае может перемещаться в любом направлении и из любой точки рабочей зоны, выбираем второй путь, для чего объединяем все точки (трассы) в единый массив (учитывая указанные выше ограничения на расстояния) и строим соответствующие интегральные функции распределения и гистограммы (графики плотности вероятности) для величины X . Результаты представлены на рис. 2 и 3.

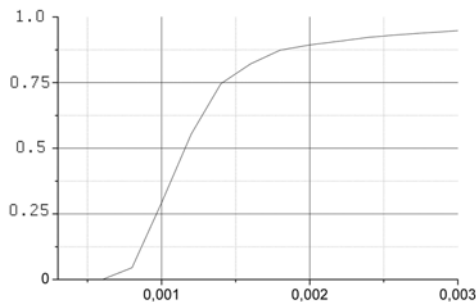


рис. 2. Интегральная функция распределения X.

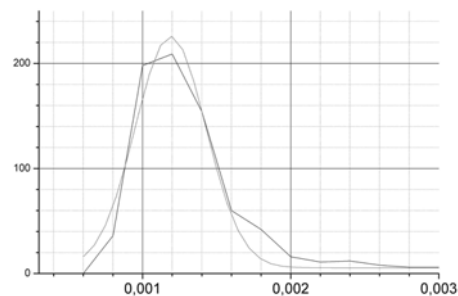


рис.3. Плотность вероятности X.

Кривая плотности вероятности очень близка к нормальному закону. Соответствующая аппроксимация также представлена на рис. 3, что позволяет оценить величины наиболее вероятного значения скорости волны (299.33 м/мксек), а также средне-квадратическое отклонение для X. В итоге получим, что значения скоростей изменяются от 299.27 км/мксек до 299.42 км/мксек (в границах одного средне-квадратического отклонения для X).

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность ведущему программисту кафедры радиофизики Тамкун Л.Г. за программирование и расчеты функций ослабления для всех исследованных трасс.

Литература.

1. Makarov G.I., Pylaev A.A., Tihomirov N.P., Steinberg A.A.. Terrestrial radiowaves propagation. Prediction methods and results // IEEE/URSI Symposium. Helsinki, 1991, p.76-77.
2. А.А.Пылаев, О.В.Соляков, Л.Г. Тамкун
Прогнозирование электромагнитных полей ДВ – СВ диапазонов по карте геоэлектрических разрезов
XIX Международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC*2013), Воронеж апрель 2013 года. Доклад и тезисы докладов, с. 1919-1927.
3. Huffopd G.A. An integral equation approach to the problem of wave propagation over an irregular surface // Quart. Appl. Math. 1952. Vol. 9 p.391-404.
4. Проскурин Е.П., Пылаев А.А., Тихомиров Н.П., Штейнберг А.А. Распространение радиоволн над электрически и геометрически неоднородными трассами. // Проблемы дифракции и распространения волн. 1981. Вып. 18. с. 171-183
5. G. Millington. Groundwave propagation over an inhomogeneous earth, Proc. IEE, pt 3, p 53--64, January, 1949.
6. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Книга I, М.1968. С.59-65.

Г.Ф. Ременец, А.М. Астафьев.

ЮЖНАЯ ГРАНИЦА ВЫСЫПАНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ 13 МАЯ 1987г.

Физический факультет СПбГУ

Решена обратная задача о распространении радиоволн СДВ диапазона на основе данных мониторинга радионавигационных сигналов. Была впервые определена южная граница высыпания ультрарелятивистских электронов для возмущения 13 мая 1987 года.

Явление высыпания ультрарелятивистских электронов в полярную атмосферу было обнаружено и проанализировано в ряде работ [1-6] на основе данных мониторинга радионавигационных сигналов СДВ диапазона. Оценки показали, что энергия таких электронов приближается к значению 100 МэВ, и их проникновение в среднюю атмосферу приводит к генерации тормозного рентгеновского излучения и появлению спорадического D_s - слоя ионизации на высотах 10 - 40 км. Этот D_s - слой формирует отраженный сигнал, соизмеримый с сигналом, который отражается от регулярного ионосферного D-слоя. Эффективная высота отражения меняется во время возмущения от ~ 60 км днем и $70 - 75$ км ночью до ~ 30 км. Эти же данные вариаций СДВ- сигналов могут быть использованы для оценки южной границы высыпания ультрарелятивистских электронов [7]. Эта возможность реализуется в данной работе для возмущения 13 мая 1987 года.

Амплитуды и фазы принятых сигналов 13 мая 1987 [5]. Временные зависимости относительных (нормированных на единицу в начальный момент времени) амплитуд и фаз (совмещенных в начальный момент времени) принятых сигналов для 4-х частот (10.2, 12.1, 13.6 и 16 кГц) представлены на рис.1. Сигналы первых трех частот получены для более короткой радиотрассы Алдра (Северная Норвегия) - Апатиты (Кольский полуостров), имевшей длину $S_1 = 885$ км и находившейся полностью в авроральной зоне. Сигнал с 4-ым номером (16 кГц) получен для длинной радиотрассы Великобритания (GBR станция) - Апатиты с протяженностью $S_2 = 2497$ км. Эта радиотрасса находится в авроральной зоне частично, попадая в нее своим северным концом. Качественное подобие представленных амплитудных и фазовых характеристик указывает на общую природу и общую причину возмущения обеих названных радиотрасс.

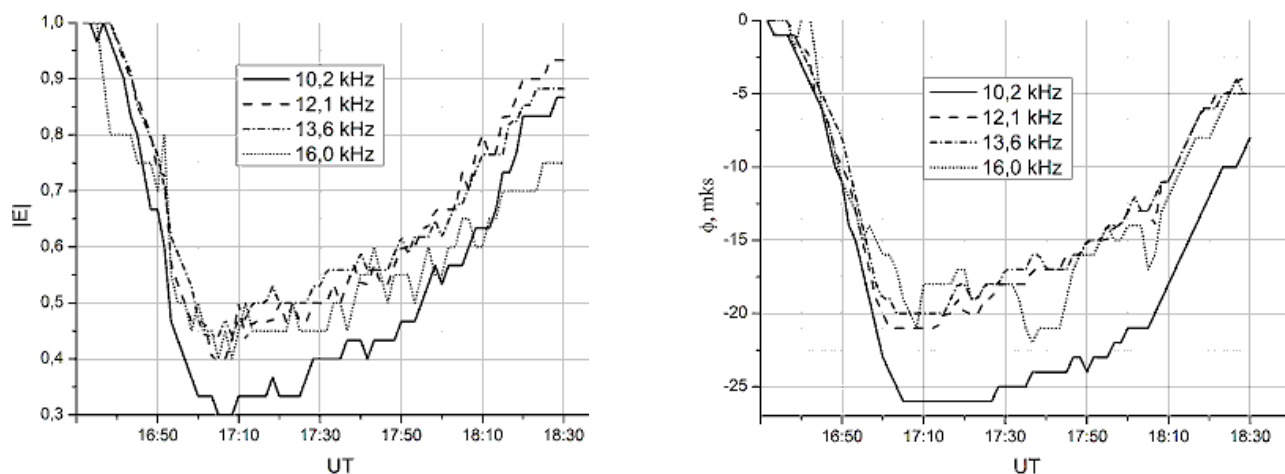


Рис.1. Вариаций амплитуды (слева) и фазы (справа) для более короткой (10.2, 12.1 и 13.6 кГц) и длинной радиотрассы (16 кГц). Вариации амплитуд даны в относительных единицах.

Задача об определении южной границы высыпания ультрарелятивистских электронов была решена в два этапа. На первом этапе решалась обратная СДВ-задача (задача 1-ого рода)

по экспериментальным СДВ-данным для более короткой радиотрассы. В предположении однородности возмущения в каждый момент времени на всей этой трассе находились временные зависимости эффективной высоты $h(t)$ и модуля коэффициента отражения первого луча от ионизованной атмосферы $R(t)$. Задача определения границы между возмущённой и невозмущёнными частями длинной радиотрассы S_2 является обратной задачей 2-рода. Решение такой задачи было начато в [7] и закончено в данной работе.

Решение обратной задачи 1-ого рода. Результаты решения такой задачи для экспериментальных данных рис.1. представлены на рис.2. Эти результаты были получены самосогласованным СДВ - методом [1-4, 6] в трёхлучевом приближении (дифракционная волна Ватсона - Фока, однократно и двукратно отраженные сверху лучи) [8].

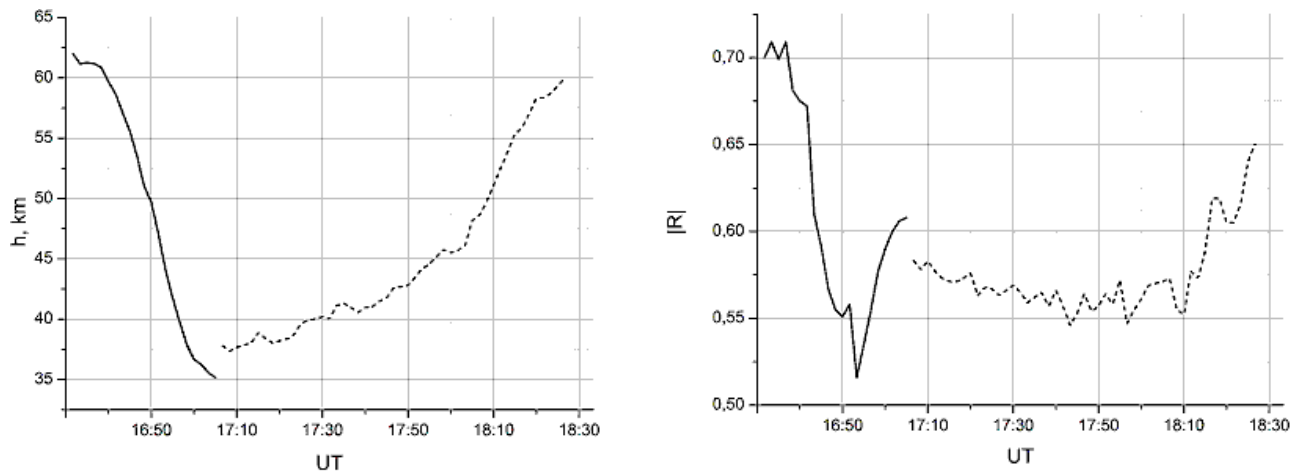


Рис. 2. Вариации эффективной высоты $h(t_n)$ (слева) и модуля коэффициента отражения $R(t_n)$ (справа).

Первая часть возмущения (до 17:00) была получена в результате анализа временных вариаций принятых сигналов в положительном направлении времени (16:30 - 17:00), и были определены начальные значения $h(t_0)$ и $R(t_0)$ в момент времени $t_0 = 16:30$ UT. Вторая часть возмущения (после 17:00) была получена аналогично, но в обратном направлении времени (18:30 - 17:00), и в качестве начальных значений выбирались значения $h(t_m)$ и $R(t_m)$ в момент времени $t_m = 18:30$ UT. Величины разрывов непрерывных кривых на рис.2. в момент времени $t = 17:00$ UT есть оценки точности используемого метода анализа. Для эффективной высоты ошибка составила около 3 км при максимальном изменении на 27 км, а для коэффициента отражения она составила около 0,04 при максимальном уменьшении на 0,18. Такая оценка погрешности метода является вполне удовлетворительной, так как в максимуме возмущения (UT = 17:00), отношение сигнал/шум для амплитуд характеризовалось несколькими единицами, а погрешность измерения фаз составляла $\pm 0,5$ мкс.

Решение обратной СДВ-задачи 2-ого рода. Рассматривалась модель волновода длиной S_2 , который состоял из невозмущённой южной (длиной $S_2 - D_{aur}$), авроральной северной (длиной $D_{aur} - D$) и возмущённой еще более северной (длиной D) частей. Расстояния D и D_{aur} отсчитывались от северного конца волновода. Положению границы авроральной зоны соответствовала широта - 62° N. Каждая часть волновода предполагалась однородной. Среднеширотная его часть была смоделирована параметрами невозмущённой дневной ионосферы [9]. Параметры авроральной части радиотрассы определялись значениями $h(t_0)$ и $R(t_0)$ (рис 2) в момент времени $t_0 = 16:30$ UT. Параметры возмущенной части волновода длиной D характеризовались меняющимися во времени электрическими свойствами D_s - слоя, которые были найдены при решении обратной СДВ задачи 1-ого рода

(рис 2). Если предположить, что искомое положение границы D не зависит от времени, что коэффициент возбуждения TM_0 нормальной волны не зависит от эффективной высоты и что можно пренебречь перевозбуждением нормальных волн друг в друга, то названная задача решается в соответствии со следующими формулами при соотношении $D < D_{avr}$:

$$E_{calc}(t_n, D) = E * \exp\left[-\frac{Im(v) * (S_2 - D_{avr})}{R}\right] * \exp\left[-\frac{Im(v_{avr}) * (D_{avr} - D)}{R}\right] * \exp\left[-\frac{Im(v_{dist}(t_n)) * D}{R}\right]$$

$$\varphi_{calc}(t_n, D) = \left[\frac{Re(v) * (S_2 - D_{avr})}{R}\right] + \left[\frac{Re(v_{avr}) * (D_{avr} - D)}{R}\right] + \left[\frac{Re(v_{dist}(t_n)) * D}{R}\right]$$

$$G_{II}(D) = \sum_{n=1}^{n=m} \frac{[\tilde{E}_4(t_n) - E_{calc}(t_n)]^2}{\tilde{E}_4(t_0)^2} + \sum_{n=1}^{n=m} \frac{[\tilde{\varphi}_4(t_n) - \varphi_{calc}(t_n)]^2}{(\Delta_{max} \tilde{\varphi}_4)^2}$$

где $E_{calc}(t_n)$ и $\varphi_{calc}(t_n)$ расчетные величины амплитуды и фазы сигнала частоты 16 кГц; $\tilde{E}_4(t_n)$ и $\tilde{\varphi}_4(t_n)$ - измеренные величины амплитуды и фазы сигнала частоты 16 кГц, нормированные условиями $\tilde{\varphi}_4(t_0) = \varphi_{calc}(t_0)$ и $\tilde{E}_4(t_0) = E_{calc}(t_0)$ в момент времени $t_0 = 16:30$ UT; $\Delta_{max} \tilde{\varphi}_4$ - максимальная вариация фазы за анализируемый интервал времени; v - собственное значение для невозмущенной части среднеширотного волновода; v_{avr} - собственное значение для невозмущенной части аврорального волновода; $v_{dist}(t_n)$ - собственные значения для возмущенной части волновода в момент времени t_n , которые были получены по обобщенному методу Шумана [10]; R - радиус Земли. При обратном соотношении $D > D_{avr}$ формулы упрощались очевидным образом – волновод становился двухсекционным. $G_{II}(D)$ - функция - невязка, которая минимизировалась относительно параметра D . Минимум этой функции был достигнут при относительном расстоянии $D/S_2 = (45 \pm 5)\%$, которому соответствует широта $(62 \pm 1)^0$ N (Рис. 4. справа). При минимизации функции - невязки $G_{II}(D)$, которая содержит только фазовые характеристики (только второе слагаемое), соответствующий результат оказался практически таким же: $D/S_2 = (46 \pm 5)\%$ или $(61,7 \pm 0,8)^0$ N. Минимизация функции - невязки $G_{II}(D)$, содержащей только амплитудные характеристики (только первое слагаемое) приводит к следующим результатам: $D/S_2 = (42 \pm 6)\%$ или $(62 \pm 1)^0$ N. Приведенные результаты показали, что южная граница высыпания ультрарелятивистских электронов не опускалась 13 мая 1987 г. ниже 62^0 северной широты.

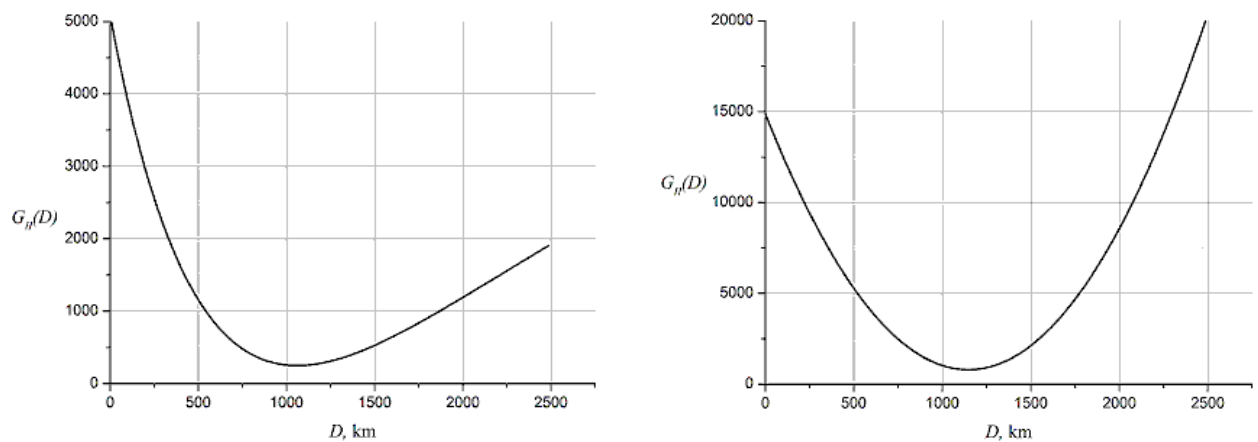


Рис. 3. Минимизация функции - невязки относительно параметра D .

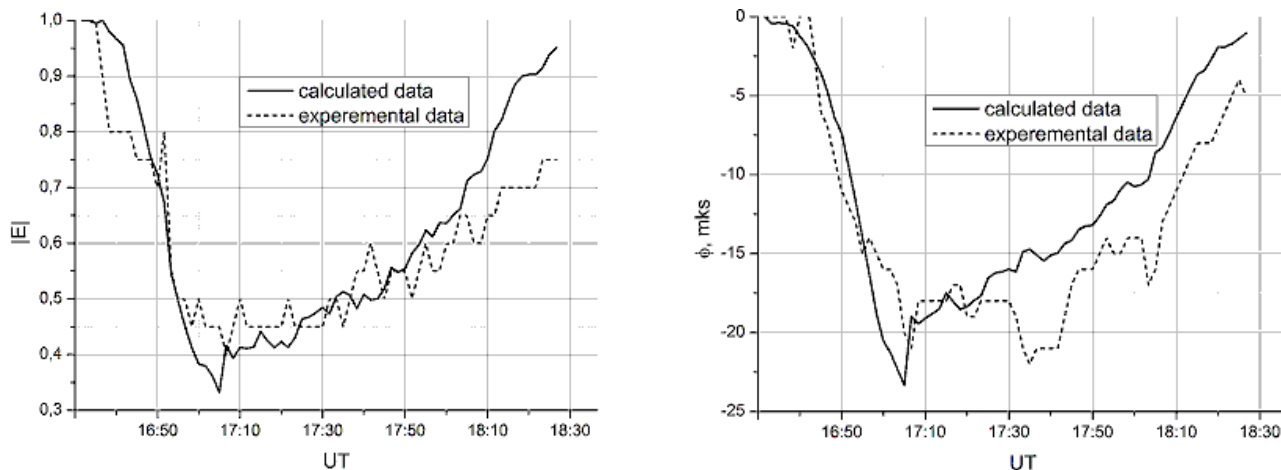


Рис. 4. Оценка точности решения обратной СДВ задачи второго рода: сравнение экспериментальных и расчетных данных. Пунктирная линия - экспериментальные данные; сплошная линия – решение обратной СДВ задачи второго рода при оптимальном значении параметра $D = 1050$ км.

Литература

1. Ременец Г. Ф., Белоглазов М. И. (1985) Отражательные свойства нижней полярной ионосферы. Особенности возбуждения и распространения СДВ в высоких широтах. // Известия ВУЗов. Радиофизика. Т. 28. №12. С. 1491-1504.
2. Remenets G. F. and Beloglazov M. I. (1992) Dynamics of an auroral low ionospheric fringe at geophysical disturbances on 29 September 1989, Planet Space Sci., **40**, 1101-1108.
3. Ременец Г.Ф. (2001) Исследование ионизации средней атмосферы высоких широт высокоэнергичными релятивистскими и ультрарелятивистскими электронами по СДВ экспериментальным данным // Вестник СПбГУ. Серия 4. Вып. 3 (No. 20). С.23-38.
4. Beloglazov M. I. and Remenets G. F., (2005) Investigation of powerful VLF disturbances, Intern. J. Geom. Aeronom., **5**, No. 3, April issue, GI3004, doi: 10.1029/2005GI000101.
5. Beloglazov M. I. and Remenets G. F., (2010) Ultra-relativistic electron precipitations as a main cause of the most powerful disturbances in the middle polar atmosphere. In: Proceedings of the 8th International Conference "Problems of Geocosmos" held in St. Petersburg, Russia, edited by V. S. Semenov (St Petersburg, 2010) P. 51-56. ISBN 978-5-9651-05045. <http://geo.phys.spbu.ru/конференции>.
6. Remenets G. F. and Beloglazov M. I. (Принята в печать, октябрь 2013) Ultra-relativistic electrons in the near cosmos and X-ray aurora in the middle polar atmosphere // JGR-Space Science; DOI: 10.1002/213CJ018822
7. Remenets G. F., Kustov A. A. Southern boundary of the ultra-relativistic electron precipitation on May 12, 1987. In: 9th International conference "Problems of Geocosmos". Book of abstracts. St. Petersburg, 2012. P. 222-224.
8. Гюннинен М., Забавина И. Н. (1966) Распространение длинных радиоволн над земной поверхностью. В кн.: Проблемы дифракции и распространения радиоволн. Вып.5. Изд-во ЛГУ. С. 5.
9. Орлов А. Б., Уваров А. Н. (1975) О возможности послойного определения электронной концентрации в дневной нижней ионосфере по экспериментальным данным о СДВ-полях. В кн.: Проблемы дифракции и распространения радиоволн. Л. ЛГУ. Вып. 14. С. 96-109.
10. Ременец Г. Ф. (1973) К условиям квазивыврождения нормальных волн в анизотропном волноводе. В кн.: Проблемы дифракции и распространения радиоволн. Вып. 12. Л., ЛГУ. С. 195.

Л.Г. Тамкун

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ДЛЯ РАДИОСИГНАЛОВ ДЛИННОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Физический факультет СПбГУ

В работе рассматриваются дисперсии и радиусы корреляции дополнительного запаздывания сигналов длинноволнового диапазона на основе расчётов функций ослабления для кусочно-однородных трасс в Европейской части России на базе карты электрических свойств территории России и сопредельных государств. Проведена оценка точности использования среднего импеданса трассы для прогнозирования дополнительного запаздывания.

В последнее время возрос интерес к использованию радионавигационных импульсно-фазовых систем (РНС) длинноволнового диапазона типа «LORAN» в качестве резервных при тех или иных «сбоях» в работе основных спутниковых РНС GPS или ГЛОНАСС. При этом оказывается желательным, чтобы резервная РНС имела точностные характеристики, сопоставимые с теми, что гарантируют спутниковые РНС [1]. Однако известно, что точность наземных РНС существенно зависит от электрических свойств трасс распространения радиоволн, а эти электрические свойства территориально крайне неоднородны. Непосредственными параметрами спектра сигнала, которые надо учитывать, являются так называемые дополнительные запаздывания сигнала относительно его времени распространения с принятой скоростью света. Нулевое приближение учета дополнительного запаздывания могут обеспечить априорные карты электрических свойств земной поверхности. Однако при этом могут возникать погрешности, связанные с возможными вариациями времен излучения станций относительно принятой шкалы времени, а также с погрешностями самих карт. Выходом из этой ситуации может быть построение сети контрольных пунктов (КП), аналогичных контрольно-корректирующим станциям (ККС) спутниковых РНС. Одним из центральных моментов при этом является вопрос о погрешности прогнозирования дополнительного запаздывания и о его пространственном распределении

Целью настоящего исследования является оценка дисперсий и радиусов корреляции дополнительных запаздываний радиосигналов на частоте 100 кГц для трасс различной длины в Европейской части территории России. В качестве основы для вычислений была использована многослойная карта электрических свойств территории России и сопредельных государств [2]. В работах [3] и [4] исследовались статистические параметры хаотически распределённого импеданса на земной поверхности в предположении, что компоненты импеданса являются случайными величинами с флуктуациями компонент импеданса относительно среднего значения флуктуаций, равного нулю. Однако определяющая дополнительное запаздывание функция ослабления зависит не только от хаотически распределённого импеданса, но также имеет детерминированную зависимость от расстояния D , то есть не является стационарной. Поэтому в данной работе рассматриваются разности $\Delta\tau_i$ между дополнительными запаздываниями $\tau_i(D, \delta_i)$, сосчитанными по алгоритму Миллингтона [5] для кусочно-однородных трасс, проложенных по карте электрических свойств [2], и $\tau_i(D, \delta_{cp})$, полученными для однородных трасс с соответствующими средними импедансами. Расчёты проводились для трасс длиной от 400 до 1000 км, идущих от точки с координатами 53гр СШ, 35гр ВД, которые примерно соответствуют центру Европейской части территории России, под различными азимутами на трассу.

В работе [4] были оценены пространственные корреляционные функции электрических свойств земной поверхности (импедансов) для ряда регионов России. Оказалось, что

радиусы корреляции компонент импеданса для данных регионов колеблются от 10 до 70 км. Поэтому для вычисления $\Delta\tau_i$ был выбран шаг 10 км. Однако была отмечена нечеткость самого определения интервала (радиуса) корреляции. В данной работе используется одно из определений в [6], согласно которому радиус корреляции - это половина ширины нормированной корреляционной функции на уровне $1/e$.

Нормированные коэффициенты корреляции для разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$ вычислялись по формулам для конечных рядов [7]:

$$Rk = \frac{\sum_{i=1}^{M-k} (\phi_i \cdot \phi_{i+k})}{\sum_{i=1}^M (\phi_i \cdot \phi_i)}$$

$$\phi_i = \Delta\tau_i - (1/M) \sum_{i=1}^M (\Delta\tau_i),$$

где M – общее число точек по расстоянию на трассе,

$k=0,1, \dots, k_{\max}$,

$k_{\max} < M$ – максимальное число сдвигов трассы относительно начальной точки.

Прокладка трасс по карте [2] от центральной точки под азимутами на трассу 0 - 315 градусов, с шагом 45 градусов (номера трасс 1-8), показала, что полученные трассы сильно отличаются по своим свойствам. Часть трасс проходит в основном по низменной области Восточноевропейской равнины с удельными проводимостями верхнего слоя почвы σ_g , колеблющимися около 0,01 - 0,03 См/м и имеет соответственно небольшие колебания функции ослабления (трассы 3,4). На некоторых трассах имеются возвышенности и скалы с низкими значениями удельной проводимости, или морские участки с высокими значениями σ_g , которые дают сильные колебания функции ослабления и дополнительных запаздываний. Так, трасса 2 проходит через Северные Увалы с колебаниями $\sigma_g \approx 0,06 - 0,002$ См/м, трассы 6,7 проходят через Среднерусскую возвышенность с колебаниями $\sigma_g \approx 0,06 - 0,001$ См/м. Трасса 1 пересекает в конце скалы западного побережья Онежского озера с $\sigma_g \approx 0,00001$ См/м. Трассы 5 и 8 имеют в конце участки моря, перемежающиеся со скалами (Чёрное море с Крымским полуостровом и Балтийское море). Пример поведения τ_i для трассы 3, проходящей по низменной области Восточноевропейской равнины и трассы 6, проходящей через Среднерусскую возвышенность, приведен на рис. 1.

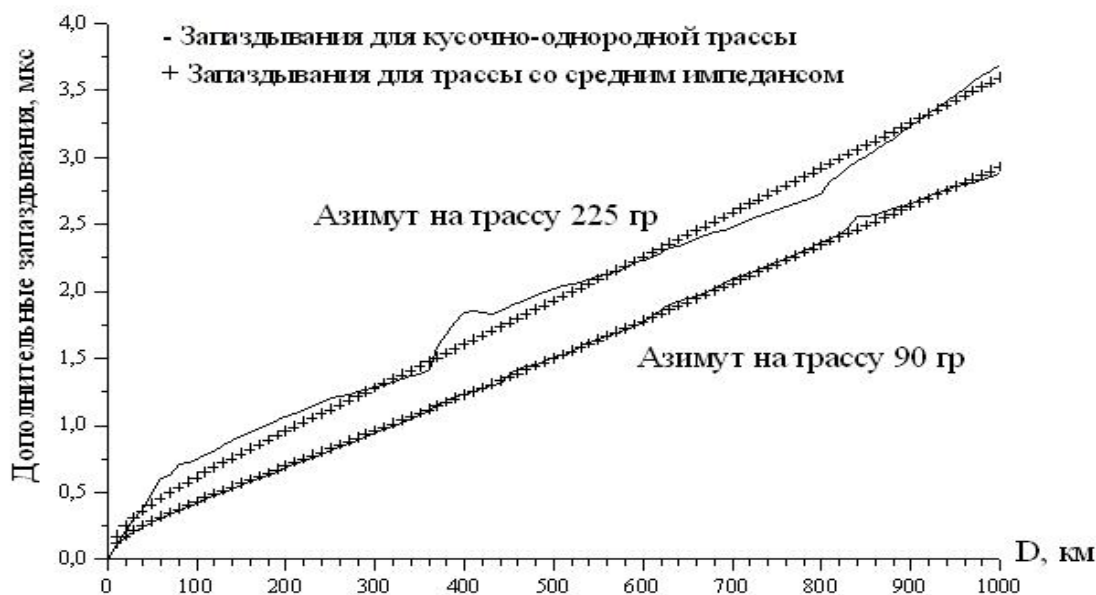


Рис.1 Дополнительные запаздывания для кусочно-однородной трассы и однородной со средним импедансом

Значения нормированных коэффициентов корреляции разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$ для трассы 6 ($D=1000$ км) приведены на рис.2.

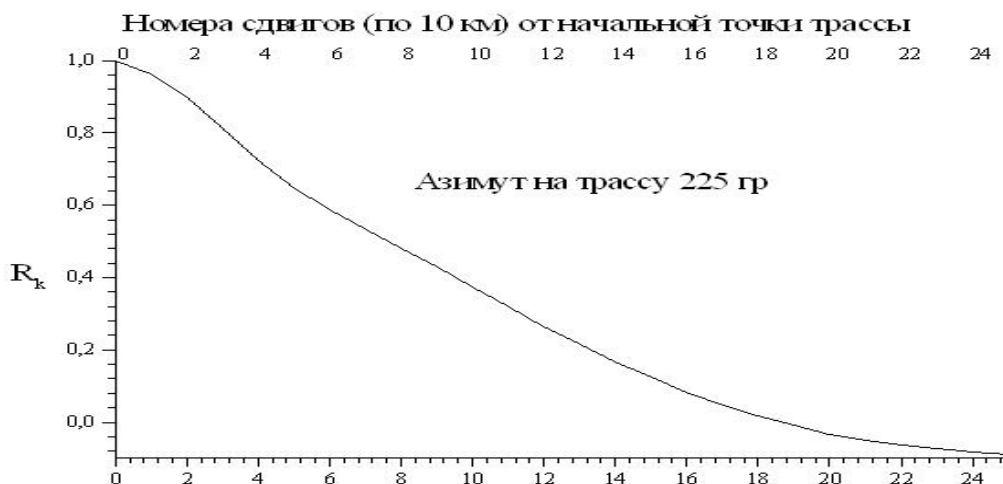


Рис. 2 Нормированные коэффициенты корреляции

В таблице 1 приведены рассчитанные дисперсии и радиусы корреляции разностей $\Delta\tau_i$ для всех трасс.

Таблица 1. Дисперсии σ^2 и радиусы (интервалы) корреляции I_c (км) разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$ (мкс) для кусочно-однородных и однородных со средним импедансом трасс с различными длинами D и азимутами на трассу.

Азимут на трассу N_i , гр.	$D=400$ км		$D=600$ км		$D=800$ км		$D=1000$ км	
	σ^2	I_c	σ^2	I_c	σ^2	I_c	σ^2	I_c
N_1 0	0,0005	40	0,0012	40	0,0030	80	0,0100	70
N_2 45	0,0013	70	0,0068	80	0,0110	130	0,0130	170
N_3 90	0,00006	70	0,00013	70	0,00016	80	0,0005	100
N_4 135	0,00006	50	0,00006	50	0,00015	90	0,0002	140
N_5 180	0,0002	40	0,0003	40	0,0024	90	0,0041	80
N_6 225	0,0069	40	0,0055	40	0,0080	60	0,0097	100
N_7 270	0,0047	70	0,0062	70	0,0077	90	0,0074	120
N_8 315	0,0020	70	0,0060	70	0,0051	70	0,0082	80

Из приведённых результатов следует:

1. Трассы со слабыми неоднородностями (проходящие по равнине) имеют малые значения дисперсий σ^2 и, следовательно, малые значения среднеквадратических отклонений σ для разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$, сосчитанных для кусочно-однородных трасс и трасс с соответствующим средним импедансом. Если принять за ошибку прогнозирования дополнительного запаздывания, например, значение $\sigma_e = 0.07$ мкс, что соответствует точности определения расстояния ~ 20 м, то трассы со слабыми неоднородностями имеют ошибки прогнозирования τ_i меньше σ_e для любой длины трассы до 1000 км. Трассы с сильными неоднородностями (со скалами и водными участками) имеют большие значения дисперсий σ^2 для разностей $\Delta\tau_i$ и σ , превышающие принятое допустимое значение $\sigma_e = .07$ мкс на протяжённых трассах длиной более 400 км. Трассы, на которых сильные неоднородности встречаются в конце, имеют малые значения σ для разностей $\Delta\tau_i$ до соответствующих расстояний, а затем σ возрастают, превышая допустимое значение σ_e .

2. Дисперсии σ^2 разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$ для кусочно-однородных трасс и трасс со средним импедансом растут с ростом длины трассы D .

В работе [3] приведена формула, согласно которой дисперсия модуля функции ослабления зависит от расстояния по закону:

$$\sigma^2_M(D) = 2(R_m/D) \cdot [\ln(D/R_m) \cdot \sigma^2_m +/\!-\ 2\sqrt{\pi}],$$

где σ^2_m – дисперсия модуля импеданса, а R_m - его радиус корреляции.

Так как в нашем случае R_m много меньше длины трассы D , а σ^2_m постоянна, то дисперсия $\sigma^2_M(D)$ должна слабо убывать с ростом D . Проведённые расчёты показали, что для фазы функции ослабления (дополнительного запаздывания), как и для разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$, дисперсия наоборот растёт с увеличением расстояния. Однако следует учесть, что в работе (2) используется плоская модель Земли, а наши расчеты используют сферическую модель (большие расстояния).

3. Радиусы корреляции разностей дополнительных запаздываний $\Delta\tau_i$ для различных трасс принимают значения от 40 до 170 км и растут с увеличением длины трассы D . Особый случай представляют трассы с сильными неоднородностями в конце трассы, когда радиус корреляции сначала растёт, а затем падает.

Таким образом, при прогнозировании дополнительных запаздываний для трасс, проходящих по равнине, можно использовать средний импеданс трассы для любых расстояний вплоть до 1000 км с достаточной точностью. Если трассы имеют сильные неоднородности в конце, можно использовать для прогнозирования средний импеданс трассы для её начальной части, проходящей по равнине. Если вдоль всей трассы имеются сильные неоднородности (возвышенности, скалы и водные участки), то для таких трасс при их протяжённости более 400 км необходимо проводить точные вычисления функции ослабления для кусочно-однородных трасс, полученных по карте электрических свойств земной поверхности.

Литература

1. Sherman at al. Loran Coverage Availability Simulation Tool // Proceeding of Institute of Navigation National Technical Meeting. San Diego. CA. January 2008.
2. Пылаев А.А., Тамкун Л.Г., Соляков О.В. Прогнозирование электромагнитных полей ДВ – СВ диапазонов по карте геоэлектрических разрезов // Сборник докладов научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC*2013) . Воронеж. 2013.
3. Зернов Н.Н. О распространении земной волны над трассами с хаотически распределенным импедансом // Проблемы дифракции и распространения волн. Изд-во ЛГУ. 1986. Вып. 20. С. 230-237.
4. Винонен В.И., Пылаев А.А., Тамкун Л.Г. Статистические характеристики реальной земной поверхности в диапазоне километровых радиоволн // Тезисы докладов XIV Региональной конференции по распространению радиоволн. Санкт-Петербург. 2008. С.88-91
5. G. Millington. Ground wave propagation over an inhomogeneous smooth earth // PIRE. 1949. Part III, 96. P. 53-64.
6. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М. Изд-во "Наука". 1968. С. 185.
7. Д.Бокс, Г.Дженкинс Анализ временных рядов, прогноз и управление. М., Мир, 1974. Вып.1. С 48.

Распространение радиоволн высоких частот и структура верхней ионосферы

О.С. Гашевская, В.И. Нарышкин, Г.М. Стрелков

ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ БИЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Выполнен анализ характера и скорости нарастания дисперсионных искажений в земной атмосфере собственной и взаимной функций неопределенности биекспоненциального импульса с линейной частотной модуляцией и несущей частотой 183,36 ГГц, равной резонансной частоте наиболее сильной спектральной линии водяного пара в миллиметровом диапазоне волн.

В настоящее время происходит интенсивное освоение высокочастотной части гигагерцового частотного диапазона и терагерцового частотного диапазона. В связи с этим не только теоретический, но и практический интерес представляют закономерности и особенности процесса распространения радиоимпульсов, несущая частота f' которых принадлежит указанным диапазонам. Частотный ход характеристик преломления и поглощения земной атмосферы представляет собой совокупность большого количества достаточно узких частотных интервалов $\Delta\nu$, занимаемых спектральными линиями малых газовых составляющих и сужающихся с удалением трассы распространения от земной поверхности. Если спектр импульса пересекается с одним из таких интервалов, возникает задача описания дисперсионных искажений электромагнитного импульса при распространении в резонансно-поглощающей атмосфере. В практических приложениях непосредственное применение находят корреляционные свойства деформирующегося импульса, которые в наиболее общем виде описываются его функцией неопределенности (ФН) [1].

Из-за значительной деформации начальной формы импульса [2] понятие ФН в рассматриваемой задаче нуждается в расширении. Корреляционные свойства сигнала, претерпевшего дисперсионные искажения, можно описывать с помощью двух различных функций неопределенности. Одной из них является взаимная функция неопределенности (ВФН) излученного и принятого сигналов (импульсов) или, что то же, частотно-временная корреляционная функция излученного и принятого импульсов

$$\Psi_B(\tau; \mu; F) = \left| \frac{1}{\sqrt{W_1 W_2}} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{A}^*(0; t' - \mu) \dot{A}(\tau; t') \exp(i 2\pi F t') dt' \right|. \quad (1)$$

Здесь $W(0)$ и $W(\tau)$ – энергии излученного и принятого импульсов; μ – временной сдвиг; F – доплеровский сдвиг; τ – оптическая глубина трассы; \dot{A} – комплексная огибающая; $t' = t - z/c$; t – время; z – длина трассы; c – скорость света.

Другая ФН представляет собой частотно-временную корреляционную функцию принятого импульса, иначе, его собственную функцию неопределенности (СФН)

$$\Psi_C(\tau; \mu; F) = \left| \frac{1}{W(\tau)} \int_{-\infty}^{\infty} A^*(\tau; t' - \mu) A(\tau; t') \exp(i 2\pi F t') dt' \right|, \quad (2)$$

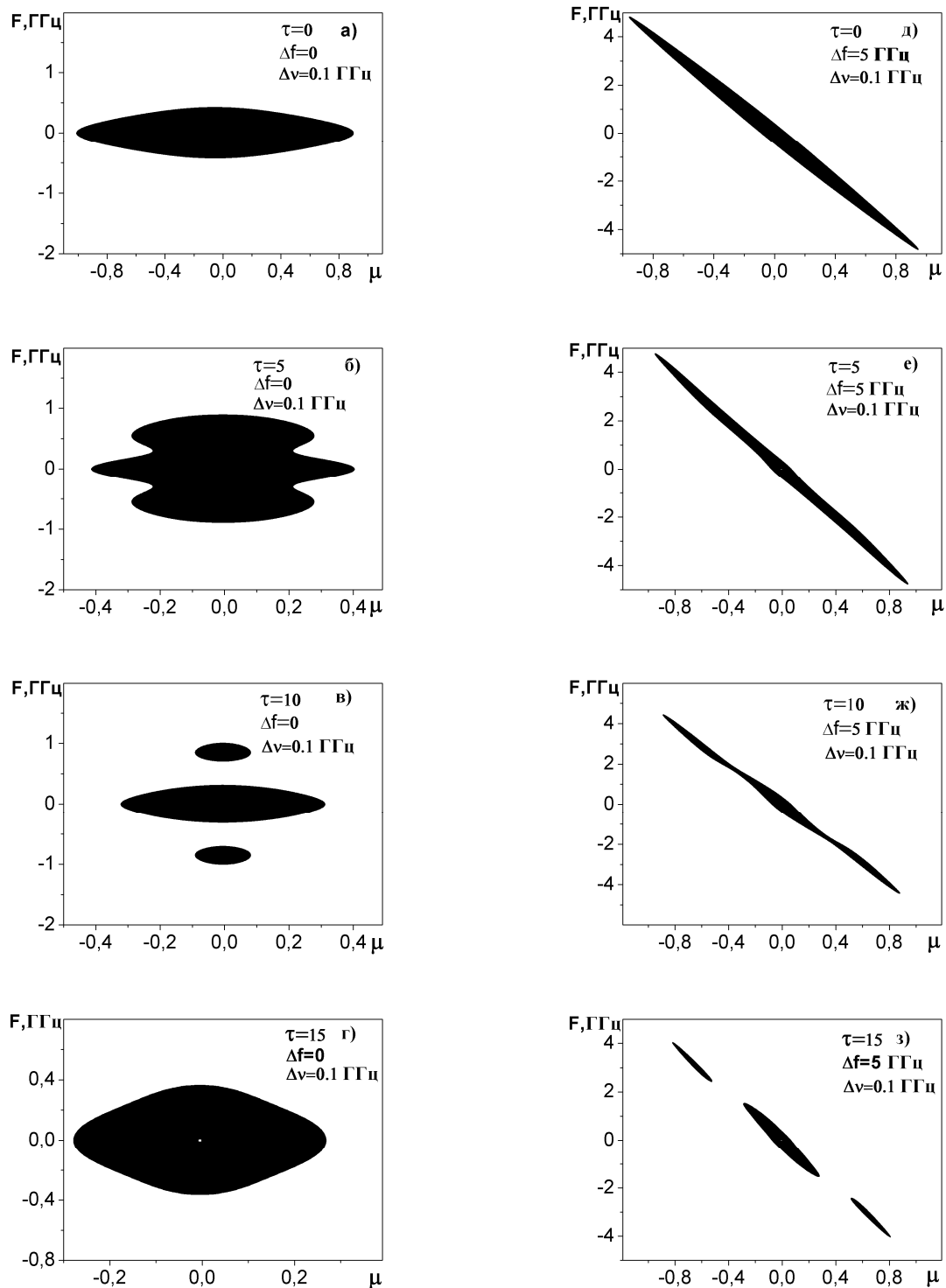


Рис.1. Область высокой корреляции для СФН импульса (3) при $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 4; A_0 = 2,116;$
 $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $\Delta\nu = 0,1$ ГГц; $f' = 183,36$ ГГц; $t_\epsilon = 1$ нс.

В докладе представлены первые результаты анализа характеристик функций ВФН и СФН для импульса с начальной огибающей вида

$$A(0;t) = A_0(\exp(-\alpha_1 t) - \exp(-\alpha_2 t) \exp\left(i\Delta\omega \frac{t^2 - t t_\epsilon}{2t_\epsilon}\right)), \quad (3)$$

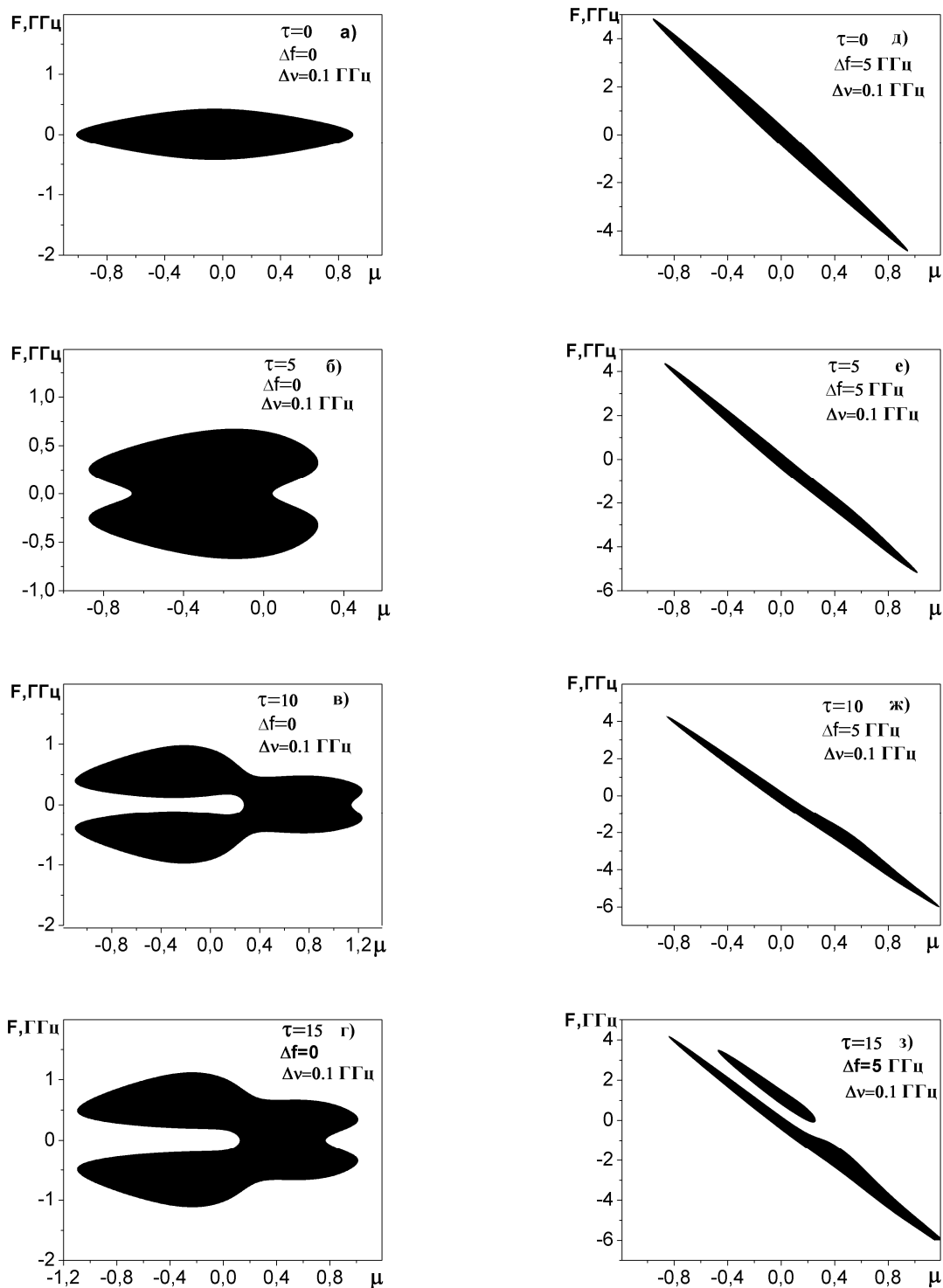


Рис.2. Область высокой корреляции для ВФН импульса (3) при $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 4; A_0 = 2,116;$
 $\nu_{ij} = 183,36 \text{ ГГц}; \Delta\nu = 0,1 \text{ ГГц}; f' = 183,36 \text{ ГГц}; t_s = 1 \text{ нс}.$

где $\Delta\omega = 2\pi \Delta f$; Δf – девиация частоты; t_s – характерная длительность импульса. Комплексная огибающая в (1) и (2) находилась по [2]. Авторы полагают, что ранее корреляционные характеристики импульсов, распространяющихся в резонансно-поглощающей среде, в литературе не рассматривались.

Аналогично [2], будем рассматривать поверхности неопределенности импульса как поверхности, задаваемые функциями $\Psi_{\hat{A}}(\tau; \mu; F)$ и $\Psi_C(\tau; \mu; F)$ над координатной плоскостью $\Psi_B = 0$ или $\Psi_C = 0$. Тогда тела, ограниченные указанными поверхностями неопределенности и координатными плоскостями, суть тела неопределенности распространяющегося импульса. Трехмерные изображения, каковыми являются изображения его текущих тел и поверхностей неопределенности, дают качественные представления о ВФН и СФН. Количественное представление об эволюции указанных характеристик импульса с увеличением оптической глубины (длины трассы) получают, рассматривая сечения тел и поверхностей неопределенности плоскостями, параллельными координатным. В частности, сечение тела (поверхности) неопределенности плоскостями $\Psi_B = 0,5\Psi_{\hat{A}_i \hat{a} \hat{n}}$ или $\Psi_C = 0,5\Psi_{C_i \hat{a} \hat{n}}$ определяется как область высокой корреляции ($\Psi_{B_i \hat{a} \hat{n}}$ и $\Psi_{C_i \hat{a} \hat{n}}$ – максимальные значения указанных ФН для представляющих интерес значений F и μ). Максимальное значение для СФН всегда равно 1 и для ВФН – меньше 1).

На рис. 1 и 2 представлены примеры вида и вариаций области высокой корреляции для указанных функций неопределенности при ряде значений τ . Значения параметров задачи приведены в подписи и на поле рисунков. Левые столбцы рисунков (рис. 1а-1г и рис. 2а-2г) относятся к случаю квазимонохроматического импульса ($\Delta f = 0$) и правые столбцы (рис. 1д-1з и рис. 2д-2з) – к случаю ЛЧМ-импульса ($\Delta f = 5$ ГГц). При $\tau = 0$ области высокой корреляции имеют центр симметрии в начале координат плоскости (F, μ), при этом у частотно-модулированного импульса она вытянута вдоль прямой $F = -1,1\Delta f \mu$ и значительно уже по обеим координатам. Искажения квазимонохроматического импульса в процессе распространения сопровождаются заметным увеличением площади области высокой корреляции одновременно с ее выраженной деформацией. В то же время в случае ЛЧМ-импульса вид области высокой корреляции и ее площадь изменяются относительно мало, характерным здесь является скорее ее возможный распад на изолированные подобласти. Заметим также, что для СФН ЛЧМ-импульса ее сечения имеют центр симметрии ($F = 0, \mu = 0$) при всех τ (см. рис. 1д-1з и 2д-2з), что непосредственно следует и из выражения (2).

Другими рассмотренными в докладе корреляционными характеристиками деформирующегося импульса (3) являются сечения его тел (поверхностей) неопределенности координатными плоскостями $F = const$ и $\mu = const$.

Литература

1. Варакин Л.Е. Теория сложных сигналов. М.: Сов. радио. 1970. 375 с.
2. Гашевская О.С., Нарышкин В.И., Стрелков Г.М. О дисперсионных искажениях ЛЧМ-импульса в резонансно-поглощающей атмосфере. // VI Всероссийская научно-техническая конференция «Радиолокация и связь», Москва, 2012. М.: ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН. 2012. Т.1. С.225-229.

Н.А. Коренькова, В.С. Лещенко, Ю.В. Черняк

СВЯЗЬ ВАРИАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ E_s ПО ДАННЫМ СТ. КАЛИНИНГРАД СО СТРАТОСФЕРНЫМ ПОТЕПЛЕНИЕМ ВО ВРЕМЯ ЗИМЫ 2011 года

Западное отделение ИЗМИРАН

В работе приводятся данные по ст. Калининград вариаций $foEs$ и вероятности появления слоя E_s для зимнего периода 2011г. В январе-феврале этого года в стратосфере наблюдалось внезапное стратосферное потепление, которое может приводить к перестройке циркуляции ветров на высотах нижней ионосферы. В работе представлены изменения параметров E_s для всего зимнего периода и во время этого стратосферного потепления.

Спорадический E -слой ионосферы – это тонкий плазменный слой, состоящий из металлических ионов метеорного происхождения, часто, но нерегулярно образующийся на высотах верхней мезосферы и нижней термосферы (MLT) среднеширотной E области, был темой интенсивных исследований в течение достаточно длительного времени (см. обзор [1]). С другой стороны, некоторые новые результаты в последнее десятилетие показывают, что причины возникновения спорадических E еще не полностью изучены. Возможность связи между E_s и атмосферными планетарными волнами (PW) в последнее время вызывает значительное внимание исследователей. Слой E_s обнаруживается с помощью ионозонда, реже радаром некогерентного рассеяния или в ракетных пусках. Знание статистических параметров спорадического слоя E_s необходимо как для изучения физических характеристик ионосферы в целом, так и для расчета параметров радиосигнала, отраженного от спорадического слоя. Для этих целей разработаны многочисленные модели, на основе усреднения многолетних наблюдений по классической схеме обработки [2], которые часто представляют собой ряды Фурье с коэффициентами, зависящими от ряда геофизических параметров. Эти модели используются как краткосрочные прогностические методики условий распространения радиоволн в небольшом интервале времени и ограниченной области пространства. Однако, простая обработка данных $foEs$ по-прежнему представляет интерес в целях увеличения объема базы данных и выявления новых особенностей суточных вариаций этого параметра.

На средних широтах основным механизмом образования E_s является ветровой сдвиг, т.е. резкое изменение направления скорости движения нейтрального газа в зависимости от высоты. Такое высотное распределение скоростей нейтрального газа ассоциируется с волновыми процессами в нейтральной атмосфере, в частности, с приливами или гравитационными волнами (ВГВ), которые «сжимают» долгоживущие металлические ионы в тонкий слой [3]. Недавние исследования динамических атмосферных процессов показали, что горизонтальные планетарные волны (PW), проникающие из стратосферы до высот мезосферы и нижней термосферы (MLT) меняют структуру приливов и, следовательно, связаны с процессами формирования E_s [4-8]. Планетарные волны это квазипериодические глобальные колебания нейтрального ветра, давления и плотности, которые доминируют и распространяются зонально до высот MLT с периодами порядка 2, 5, 10 и 16 дней [9]. Некоторые результаты о связи планетарных волн и спорадического E -слоя получены, например, в [10,11]. Так по данным радара в северной Америке и спутника UARS показано, что имеются PW с периодом 7 дней и скоростью ~ 20 м/с, распространяющихся на запад. Такой же результат был получен в [12], где показано, что имеются 5÷6-дневные PW с зональным волновым числом равным 1($s=1$) в средних широтах.

Ранее нами проводились исследования слоя E_s для зимних сезонов 2008-2010 гг.[13]. В настоящей работе представлены результаты $foEs$ за зимний период 2010-11гг. по данным вертикального зондирования для ст. Калининград ($54,6^\circ$ с.ш., 20° в.д.) с целью определения

временных периодов параметров E_s , которые могут ассоциироваться с периодами планетарных волн в области существования спорадического слоя.

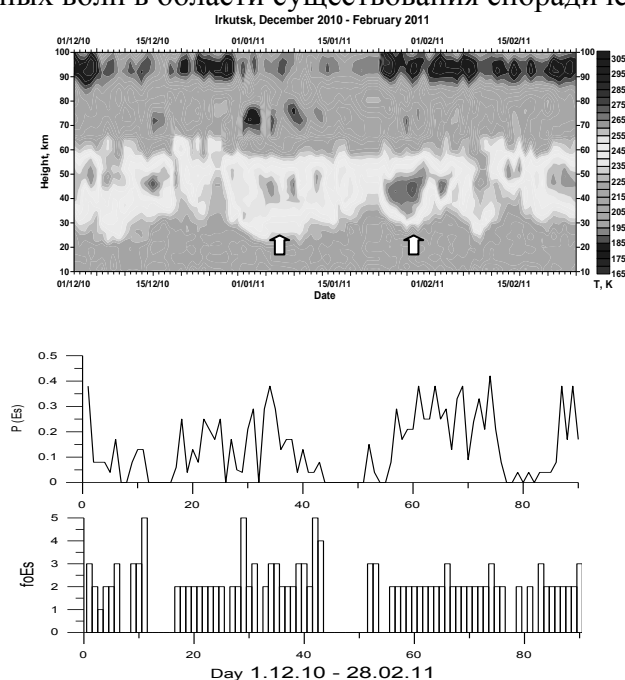


Рис. 1. Временной ход T_n в области высот 10-100 км и параметров E_s в течение зимы 2010-2011 гг.

Это потепление началось, примерно, 1.02.11 и продолжалось несколько дней.

В целом ход foE_s испытывает значительные временные вариации с нерегулярной структурой и средним значением $\sim 2,5$ МГц. Всплески foE_s довольно трудно связать с данными магнитных и солнечных вариаций. В потоке солнечного излучения в это время не наблюдалось каких-либо аномалий, сумма K_p не превышала 13. Поэтому можно сделать вывод, что foE_s в зимнее время связана с динамическими процессами в нейтральной атмосфере за этот период.

Выше были приведены средние статистические данные о поведении слоя E_s на ст. Калининград без разделения на типы слоев и причины их возникновения. В средних широтах образование спорадического слоя обычно связано с особенностями ветровой структуры в нижней термосфере, которая приводит к возникновению тонких по высоте областей повышенной электронной концентрации. Известно, что одной из причин, приводящей к образованию нерегулярной по высоте ветровой структуры, могут являться стратосферные потепления. Это метеорологическое явление заключается в повышении температуры атмосферы на высотах 30 – 50 км преимущественно зимой в северном полушарии. Температура при этом может возрастать на несколько десятков градусов по отношению к фону. Потепление может продолжаться несколько дней и даже недель, как нами было указано выше для рассматриваемого периода. Во время этого события происходит возбуждение волн различных масштабов, которые могут проникать до высот нижней термосферы. Таким образом, потепления в значительной мере определяют картину температурного и ветрового режима стратосферы и влияют на соответствующие параметры мезосферы и нижней термосферы.

Анализом влияния потеплений на процессы в нижней ионосфере занимались многие исследователи [6-11]. В этих работах параметры потепления, такие как температура, на высоте около 30 км сравниваются с параметрами слоя E_s , ищется корреляция между этими процессами, и устанавливаются связи между ними.

Нами в настоящей работе предпринята попытка установления связи между вероятностью появления слоя, предельной частотой foE_s с PW в стратосфере посредством примене-

На рис.1 представлен временной ход нейтральной температуры (верхняя панель), среднего значения вероятности $p(E_s)$ (средняя панель) и foE_s за зимние месяцы для декабря 2010 и января, февраля 2011гг. На верхней панели видно, что 1.02.11, на высоте, примерно, 40 км имеется повышение T_n , а на высотах 90 – 100 км - понижение. Небольшие повышения T_n наблюдаются и в начале января. Видно, что вероятность возникновения слоя E_s в зимнее время значительно изменяется ото дня ко дню. Слой E_s с вероятностью более 30% в основном, появляется в первой декаде января и февраля, а также в конце февраля. Увеличение foE_s до 3 МГц хорошо коррелирует с потеплениями в январе и имеет небольшие повышения в феврале. Можно отметить, что в начале всех рассмотренных месяцев наблюдалось увеличение вероятности появления E_s , а рост $p(E_s)$ в первых числах февраля ассоциируется с внезапным стратосферным

ния процедуры вейвлет анализа за исследуемый зимний период. На рисунках 2,3 представлены временные среднесуточные вариации этих параметров для стратосферного потепления январе-феврале 2011 г. За исследуемый период, как было отмечено, произошло одно довольно сильное потепление с 1.02 (60-й день по оси абсцисс). На вертикальной - оси периоды наблюдаемых волн в днях.

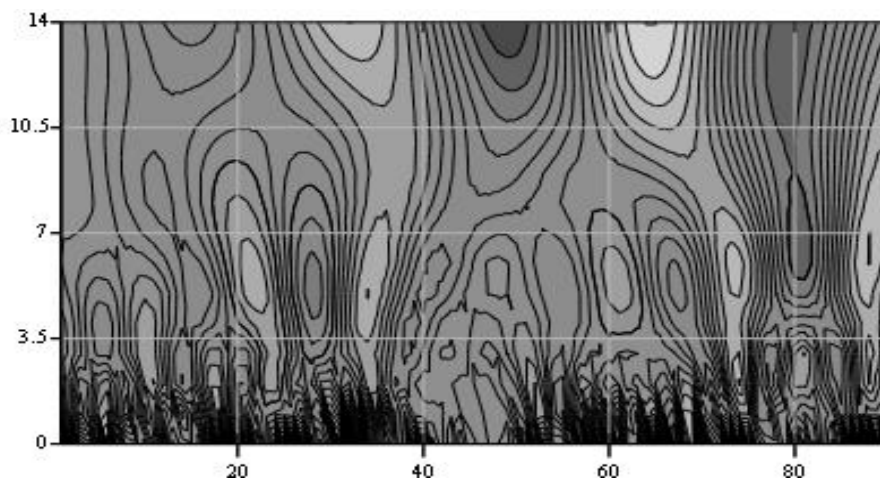


Рис. 2. Вейвлет анализ среднесуточной вероятности E_s с 1.12.2010 по 28.02. 2011г.

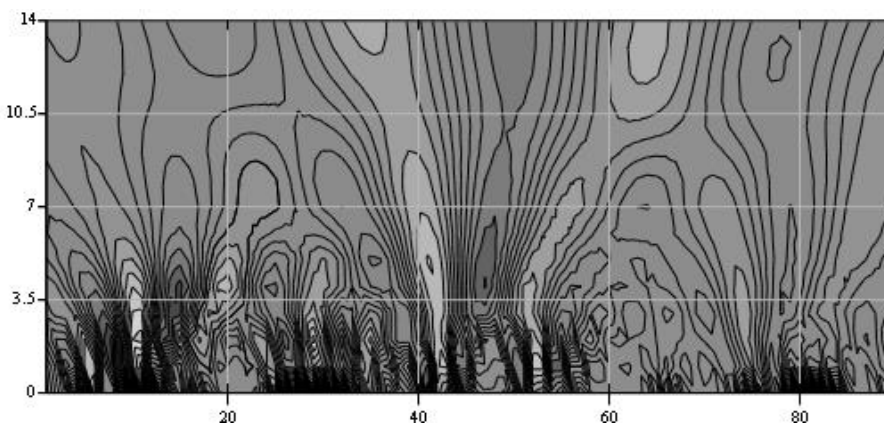


Рис.3. Вейвлет анализ среднесуточной $foEs$ с 1.12.2010 по 28.02. 2011 г.

Во время этого потепления наблюдалось возрастание текущих среднесуточных значений вероятности появления спорадического слоя для усредненных значений этих параметров (рис.1). Видно, что изменения параметров слоя E_s не всегда точно совпадает с максимальным нагревом стратосферы, (1.02.2011 и малые потепления в январе, на северном полюсе). Это указывает на то, что возмущения динамических процессов во время этих событий достигают высот нижней термосферы иногда раньше или несколько позже максимума возрастания температуры в стратосфере. Кроме того, такие временные несовпадения зависят от взаимного расположения пункта наблюдения и области максимума стратосферного потепления. Из анализа рисунков хорошо видно, что временные вариации параметров происходят с периодом примерно 5 и 15 дней, что подтверждает результаты, полученные в работах [8,15], но после потепления обнаруживаются волны с большими периодами 7- 16 дней. Такие периоды также наблюдались в нижней ионосфере в высоких широтах южного полушария, где потепления крайне редки [16] и примерно, совпадают с периодами волн Россби, имеющими место в стратосфере Земли. На основании анализа временных вариаций в течение зимних месяцев 2011 г. можно сделать вывод, что зимние стратосферные потепления вызывают изменения динамической структуры в мезосфере и нижней термосфере, влияющие на параметры

спорадического среднеширотного слоя. Это проявляется в увеличении вероятности появления слоя и некотором увеличении предельной частоты $foEs$.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-05-00392

Литература

1. Mathews J.D. Sporadic E: current views and recent progress. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 1998, 60, 413.
2. Минуллин Р.Г. Периодичности в вариациях медианных значений предельных частот слоя Es. // *Геомагнетизм и Аэрномия*. 1988. Т.28. №6. С.969-975.
3. Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышева С.П., Шефтель В.М. /Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. М. Наука.1975.119 с.
4. Tsunoda, R., M. Yamamoto, K. Igarashi, K. Hocke, and S. Fukao, Quasiperiodic Radar echoes from midlatitude sporadic E and role of the 5-day planetary wave, *Geophys. Res. Lett.*, 1998, 25, 951.
5. Voiculescu, M., C. Haldoupis, and K. Schlegel, Evidence for planetary wave effects on midlatitude backscatter and sporadic E layer occurrence, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1105, 1999.
6. Корсунова Л.П., Ширмамедов М.И. О связи параметров нижней ионосферы и стратосферных потеплений. /Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. 1983. М: Гидрометеиздат. С. 204-206.
7. Михалев А.В., Ратовский К.Г., Медведев А.В., Черниговская М.А., Медведева И.В. Одновременные наблюдения усиления атмосферной эмиссии 557,7 нм и образования спорадических слоев в периоды температурных возмущений в страто-мезосфере. *Оптика атмосферы и океана*. 2007. Т.20. № 12. С. 1071-1076.
8. Haldoupis Ch., Pancheva D. Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: Strong experimental evidence for a close relationship, *J. Geophys. Res.*, 2002, V.107, N6, p.1078, 10.1029/2001JA000212.
9. Forbes, J. M., Tidal and planetary waves, in *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere, A Review of Experiment and Theory*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 87, edited by R. M. Johnson and T. L. Killeen, p. 67, AGU, Washington, D. C., 1994.
10. Voiculescu, M., C. Haldoupis, D. Pancheva, M. Ignat, K. Schlegel, and S. Shalimov, More evidence for a planetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers, *Ann. Geophys.*, 18, 1182, 2000.
11. Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л., Гидрометеиздат. 1987. 270 с.
12. Wu, D. L., P. B. Hays, and W. R. Skinner, Observations of the -5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2733, 1994.
13. Коренькова Н.А., Лещенко В.С. Сравнение частотных параметров слоя Es за 2009-2010 г.г. по данным ст. Калининград. Тезисы XVI региональной конференции по распространению радиоволн. СПбГУ. 2010. С.104-106.
14. Ch.Haldoupis, D.Pancheva and N. J. Mitchell A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. *J.Geophys. Res.*, 109, A02302, doi:10.1029/2003JA010253, 2004.
15. Zuo X., W.Wan. Planetary wave oscillations in sporadic E layer occurrence at Wuhan. *Earth Planet. Space*, 60, 647-652, 2008.
16. Correia E., P. Kaufmann, J-P. Raulin, F. Bertoni, H.R. Gavilan Analysis of daytime ionosphere behavior between 2004 and 2008 in Antarctica *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* doi:10.1016/j.jastp.2011.

Д.С. Котова^{1,2}, М.В. Клименко², В.В. Клименко², В.Е. Захаров¹

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СТРУКТУР КВ РАДИОВОЛН В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ 26 – 29 СЕНТЯБРЯ 2011 Г.

¹Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

²Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, г. Калининград

Представлены результаты расчетов, полученные на основе численной модели распространения радиоволн. В качестве среды распространения радиоволн использовались результаты расчетов низкоширотной ионосферы, полученные с использованием модели ГСМ ТИП для условий геомагнитных бурь в конце сентября 2011 г.

Введение. Большинство модельных исследований распространения радиоволн (РРВ) проведено с использованием идеализированной среды (ионосферы). В ряде последних исследований использовались экспериментальные данные для описания неоднородной среды РРВ [1-4]. Однако и в этих исследованиях не учитывалась трехмерная неоднородность ионосферы. Преимуществом наших исследований является использование программы по расчету радиотрасс [5] в трехмерно-неоднородной среде, рассчитанной с помощью Глобальной Самосогласованной Модели Термосфера, Ионосфера, Протоносфера (ГСМ ТИП) [6-9]. Адаптация двух моделей успешно апробирована при решении задачи РРВ как в спокойных условиях, так и во время геомагнитных возмущений в докладах на Региональной конференции по распространению радиоволн 2012, СПбГУ, Санкт-Петербург [10]; Физика Плазмы в Солнечной Системе 2013, ИКИ, Москва; Физика авроральных явлений 2013, ПГИ, Апатиты; EGU-2013, Vienna, Austria; IRI-2013, Olsztyn, Poland; BSS-2013, Bath, England; IAGA-2013, Merida, Mexico.

Результаты модельных расчетов и обсуждение. В данной работе проводится сравнение КВ радиотрасс в спокойных условиях и во время главной и восстановительной фаз геомагнитной бури. На рис. 1 показана геомагнитная обстановка за рассматриваемый период. По поведению представленных параметров и индексов видно, что в сентябре 2011 года была серия геомагнитных бурь. Для своего исследования мы выбрали период с 24 по 29 сентября во время которого произошло две бури 26 и 27 сентября.

На карте изолиний критической частоты максимума F слоя, foF_2 , представленной на рис. 2, в выбранной пространственной области ионосферы для спокойного дня в 16 UT показано положение передающей гипотетической радиостанции с географическими координатами $\varphi =$

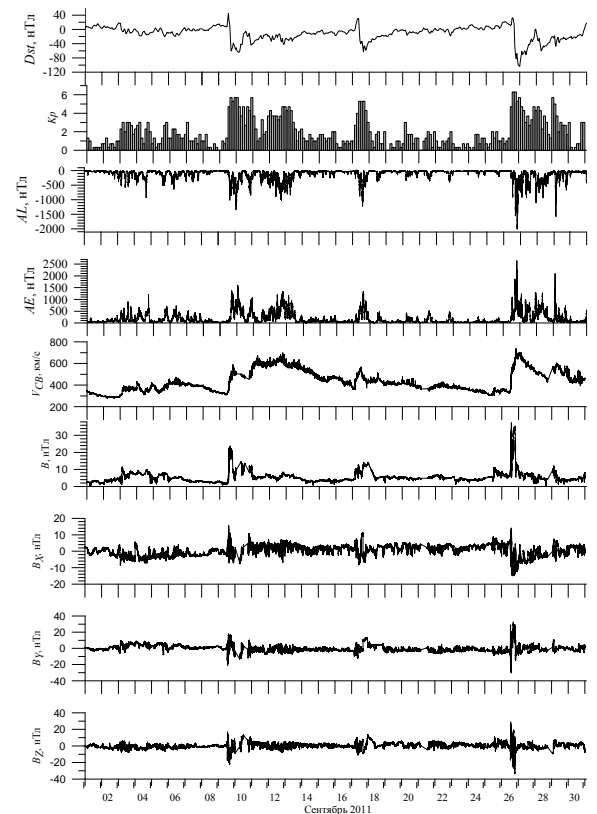
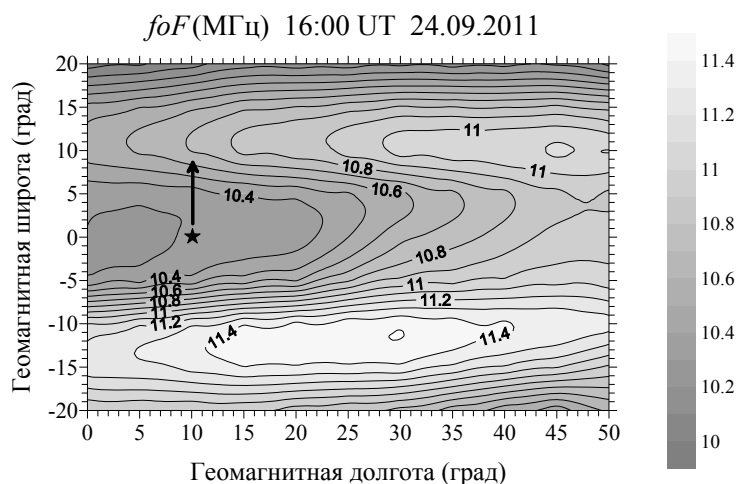


Рис. 1. Поведение геомагнитных индексов (сверху вниз) Dst , K_p , AL , AE , скорости солнечного ветра V_{sw} и параметров Межпланетного Магнитного Поля (ММП) (B , B_x , B_y и B_z) в сентябре 2011 года.



11.2°S, $\lambda = 59.6^\circ\text{W}$ и соответствующее направление РРВ, для которых рассчитывались КВ-радиотрассы. Азимут передающей антенны был выбран $\beta = 0^\circ$, таким образом, излучение происходит в меридиональном направлении от экватора к полюсу. Предполагается, что радиотрасса на своем пути может попадать из области провала электронной концентрации на геомагнитном экваторе в область гребня экваториальной аномалии.

Рис. 2. Региональная карта изолиний критической частоты максимума F слоя, foF Положение гипотетической передающей станции показано звездочкой и направление распространения КВ радиоволн показано стрелкой.

Нами было рассмотрено изменение лучевой структуры

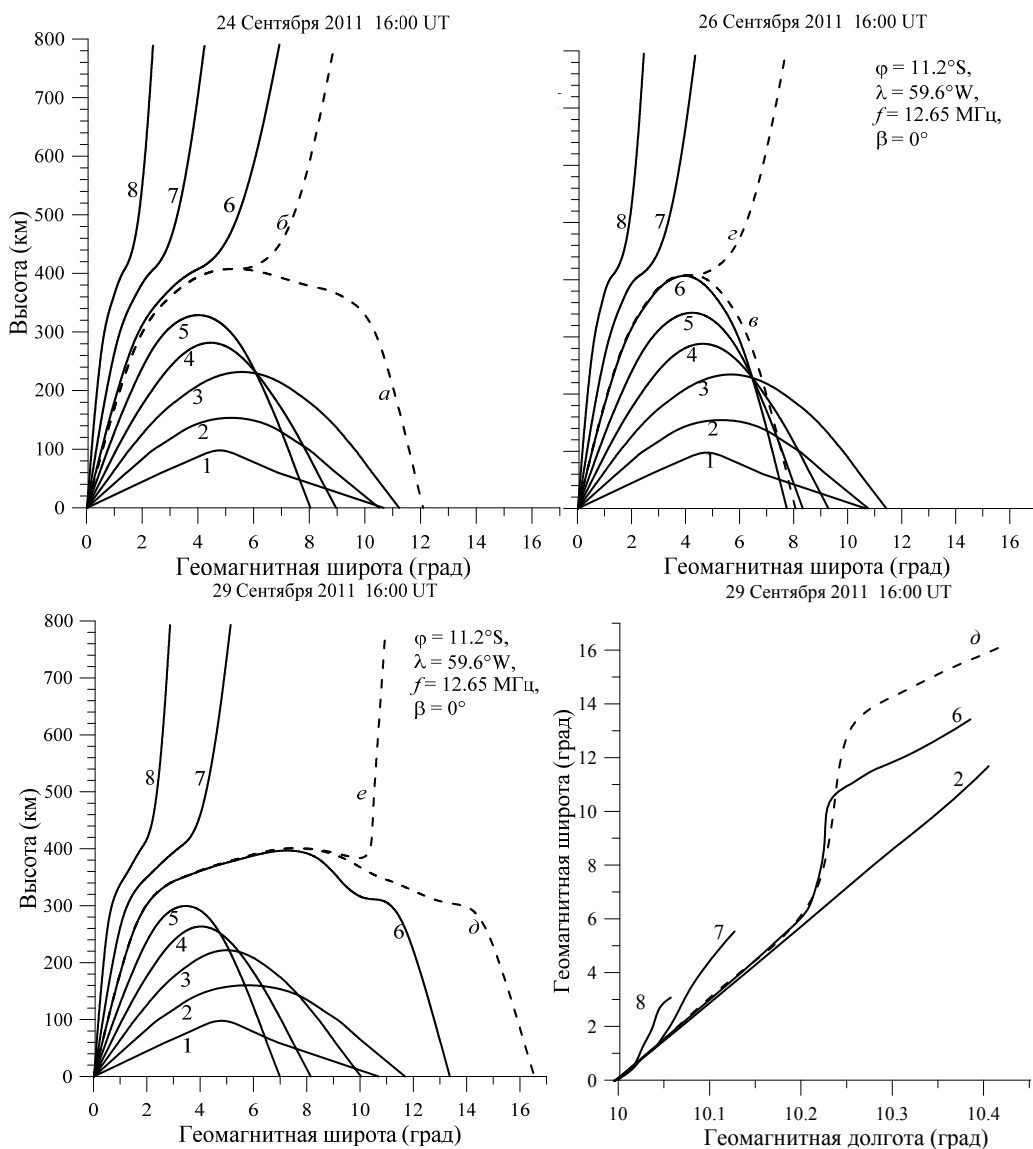


Рис. 3. Результаты модельных расчетов для $f = 12.65$ МГц, 16:00 UT при: 1 - $\alpha = 10^\circ$; 2 - $\alpha = 20^\circ$; 3 - $\alpha = 30^\circ$; 4 - $\alpha = 40^\circ$; 5 - $\alpha = 50^\circ$; 6 - $\alpha = 60^\circ$; 7 - $\alpha = 70^\circ$; 8 - $\alpha = 80^\circ$; a - $\alpha = 58,22^\circ$; б - $\alpha = 58,225^\circ$; в - $\alpha = 60,255^\circ$; г - $\alpha = 60,26^\circ$; д - $\alpha = 60,055^\circ$; e - $\alpha = 60,06^\circ$.

КВ радиоволн, полученное для выбранной частоты $f = 12.65$ МГц и момента мирового времени 16 UT при изменении угла места передающей антенны α с шагом в 10° (рис. 3), на примере трех выбранных дней: спокойные условия (24 сентября), активная (26 сентября) и восстановительная (29 сентября) фазы бури. Представленные результаты соответствуют обыкновенной моде волны. Номерами от 1 до 8 показаны трассы с $\alpha=10^\circ, 20^\circ, \dots, 80^\circ$. Штриховыми линиями отмеченными буквами от *a* до *e* показаны дополнительные предельные случаи уходящих и отраженных радиоволн, угол места для которых отличается на $0,005^\circ$. Наиболее интересные изменения радиотрасс в долготно-широтном разрезе показаны на рис. 3 справа внизу. За один скачек радиоволна изменяет направление по геомагнитной долготе не больше чем на $0,4^\circ$, тогда как отклонения по геомагнитной широте в разы значительнее, что не удивительно, поскольку азимут $\beta = 0^\circ$. При этом долготно-широтные изменения не носят линейный характер, что указывает на наличие трехмерных неоднородностей среды РРВ.

Результаты расчетов радиотрасс на фоне изолиний электронной концентрации вдоль траектории волны в спокойных условиях, в главную и восстановительную фазы бури для случая с $\alpha = 60^\circ$ представлены на рис. 4. На нем хорошо видны рост интегрального поглощения волны (штриховая линия) с увеличением дальности распространения, а также зависимость от неоднородной структуры ионосферы. Так как РРВ рассматривается в экваториальной области ионосферы, можно заметить влияние F3 слоя на характер радиотрасс. В спокойных условиях преломления волны происходят на высотах максимумов F2 и F3 слоев. В главную фазу бури значение электронной концентрации становится приблизительно на 5% больше, чем в спокойных условиях, поэтому волна испытывает большее затухание и происходит ее отражение от F3 слоя. В восстановительную

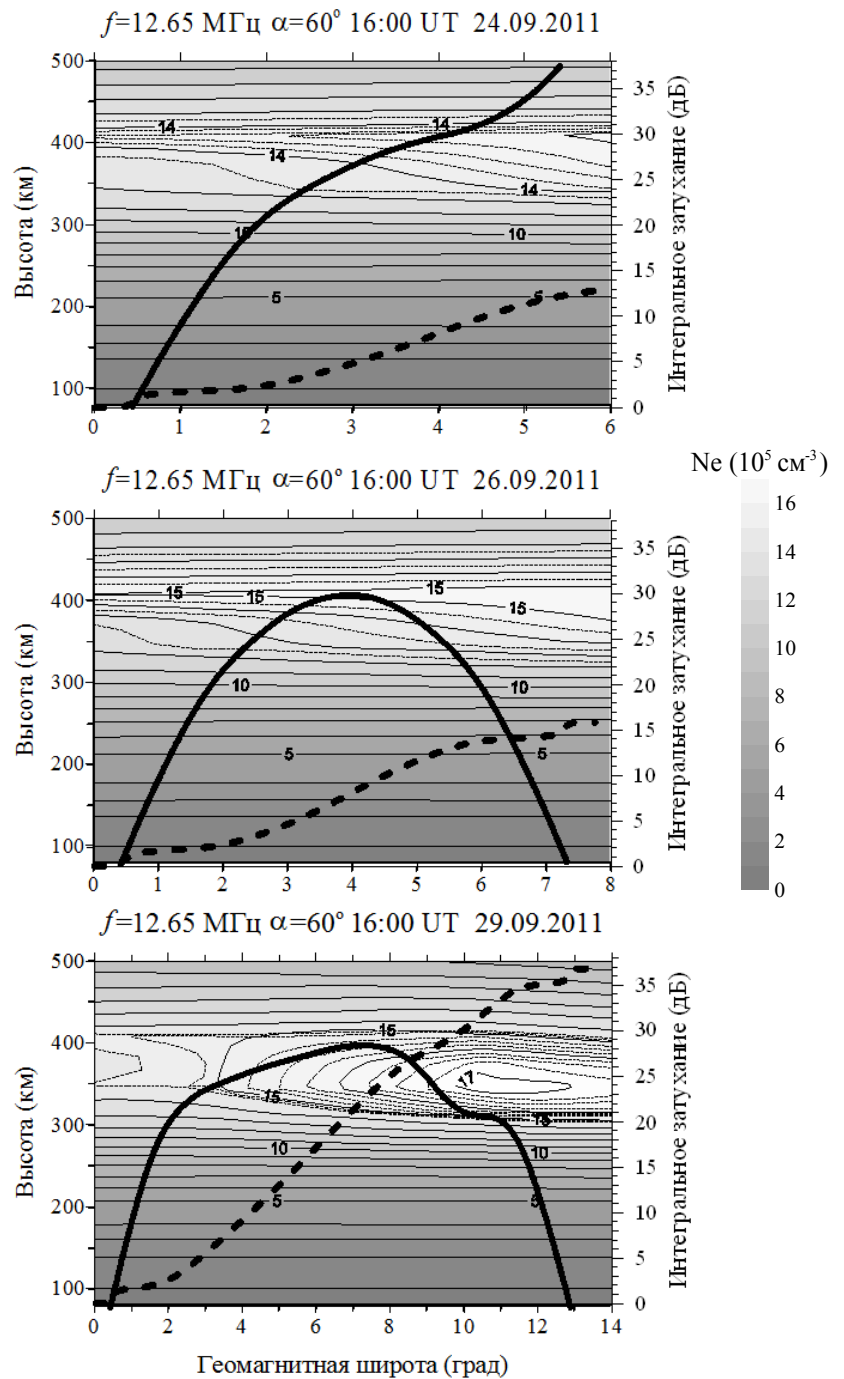


Рис. 4. КВ радиотрассы (сплошные линии) с интегральным затуханием (штриховые линии, шкала справа) на фоне изолиний электронной концентрации вдоль траектории: радиоволны с частотой $f = 12.65$ МГц и углом места $\alpha = 60^\circ$.

фазу бури электронная концентрация в F области растет на ~15% и возникает неоднородная структура, которую огибает волна, в связи с чем увеличивается длина трассы и ее интегральное затухание (почти в 2 раза).

Заключение. Проведена серия численных экспериментов по распространению КВ радиоволн в областях с ионосферными неоднородностями. Рассмотрены особенности формирования радиотрасс во время главной и восстановительной фаз геомагнитных бурь в конце сентября 2011 г. для экваториальной области ионосферы и показано, что наличие F3 слоя в низкоширотной ионосфере приводит к изменению характера распространения радиоволн. Из полученных результатов можно заметить отражение радиоволн от неоднородностей в высотном, широтном и долготном направлениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант №12-05-31217 и Программы 22 РАН.

Литература

1. Жбанков Г.А., Карпачев А.Т., Телегин В.А., Цыбуля К.Г. Особенности распространения радиоволн со спутника "Интеркосмос-19" в области зимнего гребня ночной экваториальной аномалии // Геомагнетизм и аэрномия. 2010. Т.50. № 1. С.123-130.
2. Карпачев А.Т., Жбанков Г.А., Телегин В.А. Удаленные земные отражения на ионограммах ИСЗ «ИНТЕРКОСМОС-19», связанные с градиентами ионосферной плазмы // Сборник докладов XXIII всероссийской научной конференции распространения радиоволн. 2011. Т. 1. С. 366-369.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Моделирование лучевой и каустической структуры электромагнитных полей по данным радиотомографии ионосферы в окрестности экваториальной аномалии // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. Т. 15. № 8. С. 5-11.
4. Андреева Е.С., Крюковский А.С., Куницын В.Е. и др. Моделирование лучевой и каустической структуры электромагнитных полей по данным радиотомографии ионосферы в окрестности экваториальной аномалии // Сборник докладов XXIII всероссийской научной конференции распространения радиоволн. 2011. Т. 3. С. 288-291.
5. Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. Калининград: 2007. Вып. 3. С. 36-40.
6. Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V. et al. Global Model of the Thermosphere-Ionosphere-Protonosphere System // Pure App. Geophys. 1988. V. 127. № 2/3. P. 219–254.
7. Намгаладзе А.А., Кореньков Ю.Н., Клименко В.В. и др. Глобальная численная модель термосферы, ионосферы и протоносферы Земли // Геомагн. и аэрон. 1990. Т. 30. № 4. С. 612–619.
8. 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. 2006а. Т. 18. № 3. С. 77-92.
9. Клименко М.В., Клименко В.В., Брюханов В.В. Численное моделирование электрического поля и зонального тока в ионосфере Земли – Динамо поле и экваториальный электроджет // Геомагн. и аэрон. 2006б. Т. 46. № 4. С. 485–494.
10. Котова Д.С., Клименко М.В., Клименко В.В., Захаров В.Е., Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Численное моделирование распространения радиоволн в приэкваториальной области ионосферы во время геомагнитной бури 1-3 мая 2010 г. // Сборник научных трудов 18-ой региональной конференции "Распространение радиоволн". 2012. С. 72–75.

И.В. Крашенинников

АНАЛИЗ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ НА СВЕРХДАЛЬНОЙ РАДИОТРАССЕ

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН (ИЗМИРАН)

Представлены результаты анализа регистрации доплеровского спектра для частоты 5 МГц на сверхдлинной радиотрассе Москва(РВМ) – УАС “Академик Вернадский” (~ 16000 км) в ноябре 2002 г., имеющего две ярко выраженные спектральные группы. Показано, что обе являются результатом прохождения радиоволны по короткому плечу радиотрассы: первая – строго по дуге большого круга, а вторая обусловлена горизонтальным рефракционным воздействием утреннего терминатора. Приводятся оценки напряженности поля, соотношения сигнал/шум и доплеровского смещения частоты, полученные в рамках расширенной глобальной модели ионосферы IRI-2001.

В задаче прогнозирования прохождения декаметровых радиоволн в ионосфере Земли можно выделить два принципиальных аспекта в расчете радиотрассы:

а) оценка чисто геометрических параметров, определяемых только распределением электронной концентрации (МПЧ - максимальной применимой частоты, группового пути, углов прихода),

б) характеристик, зависящих еще и от напряженности волнового поля (НПЧ – наименьшая применимая частота, ОРЧ – оптимальная рабочая частота, частотные интервалы наличия радиосвязи). Последние вычисляются на основе ключевого параметра, определяющего работу систем радиосвязи - соотношения сигнал/шум на антенне приемного устройства. В свою очередь, данный параметр включает в себя учет расходимости и поглощения в оценке напряженности поля, которые могут быть рассчитаны в глобальной ионосферной модели, содержащей как необходимый элемент эффективную частоту соударений электронов с ионами и нейтралами, а также потери при отражении от земной поверхности. Эти факторы, наряду с энергетическими потерями меньшего масштаба, связанными с работой антенных систем, дают основной вклад в формирование волнового поля в точке приема. Известно, что неопределенность в измерении и расчете напряженности поля гораздо выше, чем для геометрических параметров, что обусловлено существенной приблизительностью знаний о работе антенных систем (коэффициентов усиления) и, в особенности, погрешностью описания эффективной частоты соударений электронов в ионосфере для декаметрового диапазона радиоволн. Поэтому анализ экспериментальных данных, связанных с измерениями энергетических характеристик волнового поля с точки зрения соответствия модельным представлениям имеет большое значение в обоснованности прогнозных расчетов. Радиоволны с большей длиной волны в наибольшей степени подвержены как влиянию пространственных вариаций электронной плотности, так и столкновительному затуханию и систематические погрешности в учете основных факторов энергетических потерь максимальным образом будут проявляться на протяженных радиотрассах.

Экспериментальные данные. Примером, на котором исследуется достоверность оценки параметров волнового поля, являются данные по спектральному анализу принимаемых сигналов стандартного источника – Москва (РВМ) 5, 10 и 15 МГц в Антарктиде, на украинской антарктической станции “Академик Вернадский” в 2002 - 2005 гг., приведенные в [2] (РИ НАНУ). Расстояние между конечными пунктами составляет ~ 16000 км и она относится к классу сверхдальних радиотрасс. Наибольший интерес, с точки зрения необычности результатов, представляет случай устойчивой регистрации прохождения и измерения спектра доплеровского сдвига частот для номинала 4996 кГц в ноябре 2002 г (рис. 1). Частота 5 МГц – это достаточно низкая частота и волна должна испытывать сильное ослабление,

вследствие большого поглощения в слоях D и E, которые, хотя и в сильно истощенном виде, присутствуют и в ночное время, а также она очень чувствительна к наличию продольной неоднородности ионосферы.

Приемная антенна на УАС “Академик Вернадский” представляла собой горизонтальный симметричный диполь, типа ВГД (вибратор горизонтальный диапазонный), имеющий выделенное азимутальное направление на Москву. В силу симметрии диаграммы направленности горизонтального диполя в азимутальной плоскости возможен также прием и с противоположного направления. Измерения проводились недельными циклами в зимних (июнь-июль) и летних (ноябрь-январь) антарктических условиях в течение 2002 – 2005 гг. Для этих условий линия солнечного терминатора проходит достаточно близко к дуге большого круга, соединяющей конечные пункты радиотрассы. В спектре мощности можно уверенно выделить два характерных максимума (рис. 1). В [2] характерные спектральные группы интерпретируются как проявление прохождения радиоволн по кратчайшему (прямой сигнал) и дополнительному (обратный сигнал) сегментам большого круга.

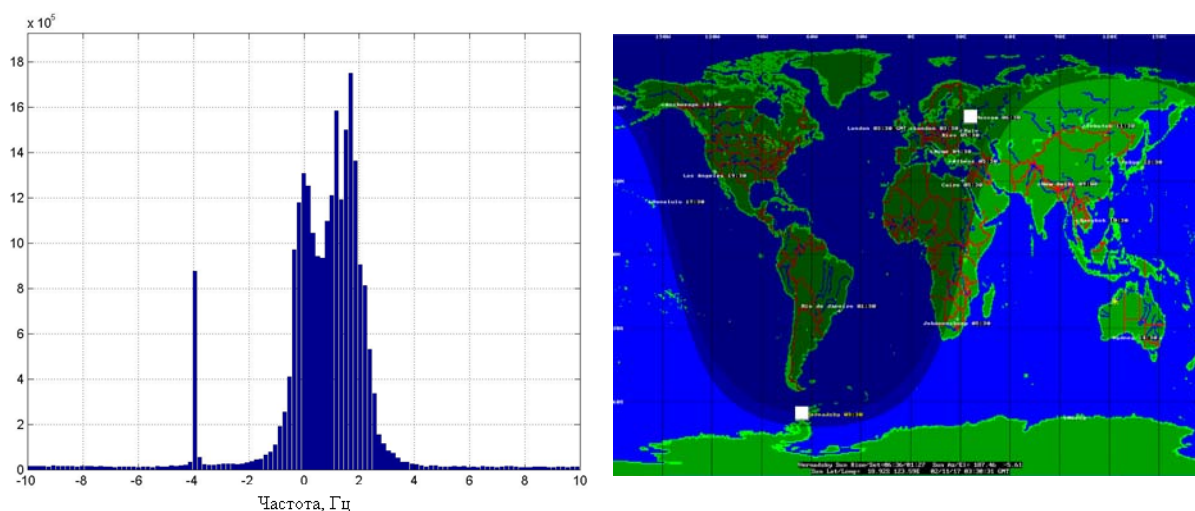


Рисунок 1.- Спектр мощности сигнала радиостанции RBM (4,996 МГц), принятого на УАС “Академик Вернадский” 17.11.2002 в 3:30 – 3:38 УТ. Отметка на частотной составляющей -4 Гц является технологической и соответствует калибровочному сигналу постоянной амплитуды.

Математическое моделирование. В [1] представлен метод прогнозирования прохождения радиоволн через ионосферу на основе синтеза ионограмм наклонного радиозондирования в глобальной ионосферной модели IRI-2001 в квазитрехмерной постановке задачи с локальным действием поперечных градиентов в приближении теории возмущений. Для расчета фактора столкновительного поглощения в напряженности волнового поля в модель было добавлено формирование эффективной частоты соударений электронов из модели СМН-88. Таким образом, доработанная модель ионосферы IRI-2001 содержит все необходимые элементы для расчета распространения радиоволн - пространственное распределение электронной концентрации и эффективной частоты соударений электронов всех ионосферных слоев, включая слой D.

При построении решения рассматривались три основных вида потерь: геометрическая расходимость, столкновительное поглощение и потери при отражении от земной поверхности. Первые два вида реализуются в процедуре построения двухточечного решения при условии малости мнимой части комплексного показателя преломления. Потери при отражении от земной поверхности определяются коэффициентом отражения, который сложным образом зависит от комплексной диэлектрической проницаемости поверхности, поляризации и углов падения радиоволны (коэффициенты Френеля). Так, в частности, для морской воды коэффициент отражения близок к единице и слабо зависит от поляризации и верти-

кальных углов падения. Однако, в общем виде, применить данную процедуру довольно сложно, поскольку нужно знать векторное волновое поле и локальные параметры земной поверхности. Другой способ – это эмпирические медианные результаты для коэффициента ослабления, обусловленные влиянием подстилающей поверхности, в частности, введенные Казанцевым. На этой основе использовалось представление обобщенного коэффициента отражения

$$K_r = \prod_{k=2}^N R_k, \quad R_k = 0.8 \cdot \left((1 + 0.1 \cdot (1 - \exp(-(k-2)/2))) \right),$$

где R_k - локальный коэффициент отражения на k -том скачке, N - общее число скачков. Здесь величина R_2 определяется рекомендуемым эмпирическим значением ($R_2 = 0.8$), а на последующих скачках коэффициент отражения будет несколько увеличиваться.

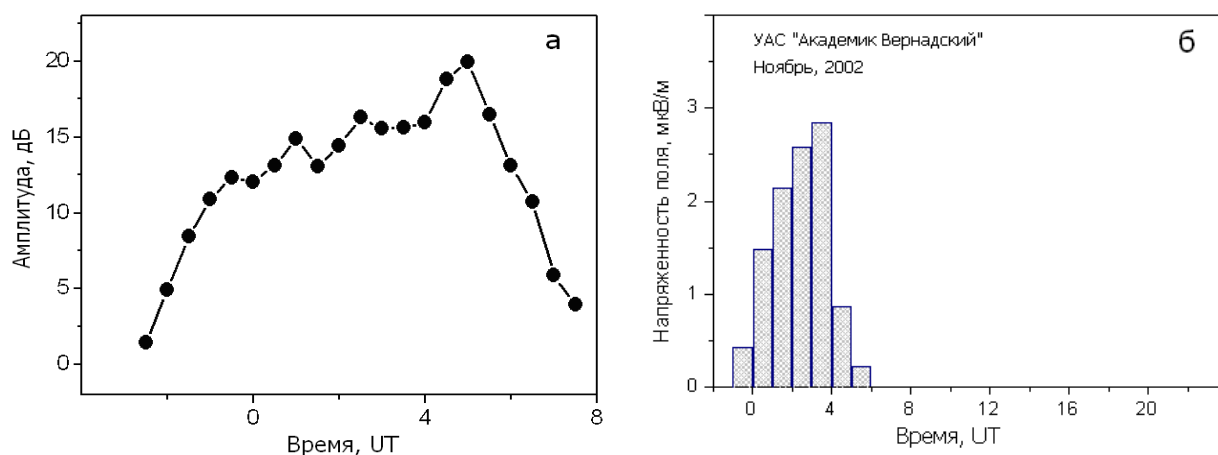


Рисунок 2.- Временные зависимости напряженности поля сигнала радиостанции РВМ (4,996 МГц) для 17 ноября 2002 г.: (а) – экспериментальная и (б) – рассчитанная в модельном представлении.

Для передающего пункта использовались следующие параметры: мощность излучения 5 кВт, ненаправленная в азимутальной плоскости антенна – вертикальный вибратор длиной 10 м. Распределение напряженности поля в ноябре 2002 г. представлено на рис. 2, экспериментальное – рис. 2,а и рассчитанное – 2,б. Как следует из рис. 2,б прохождение радиоволн на данной частоте реализуется только в достаточно узком интервале времени - 23:00 – 06:00 UT. Физической причиной ограничения временной области прохождения является рост поглощения при освещении r /трассы: слева имеет место локальное освещение в окрестности точки приема (рис. 1,б), а справа – практически глобальное освещение всего пути. Поэтому и спадание напряженности поля имеет различную скорость на границах временного интервала прохождения. В целом, качественно такой характер временной зависимости напряженности поля соответствует экспериментально измеренному временному ходу уровня радиосигнала (рис. 2,а). Как и следовало ожидать, для столь большой дальности величина напряженности поля, даже для наиболее благоприятного часового интервала 03:00 – 04:00 UT, составляет ~ 3 , а для конкретного времени 03:30 UT ~ 5 мкВ/м.

Как видно из рис. 2,б напряженность поля невелика и для стандартных условий Европейской части сигнал был бы слабо виден над шумами. Расположение приемного пункта в Антарктиде позволяло надеяться на более низкий уровень шумов. Для конкретного момента времени 03:30 UT 17.11.2002 отношение сигнал/шум с учетом поляризационного фактора и основных составляющих электромагнитного шума составляет величину ~ 25 дБ. Это довольно высокое соотношение и поэтому спектр мощности и выглядит достаточно качественным (рис. 1,а). Оно также и близко к неким условным единицам измерения уровня сигнала в эксперименте (рис. 2,а), которые по своему характеру отражают соотношение сигнал/шум.

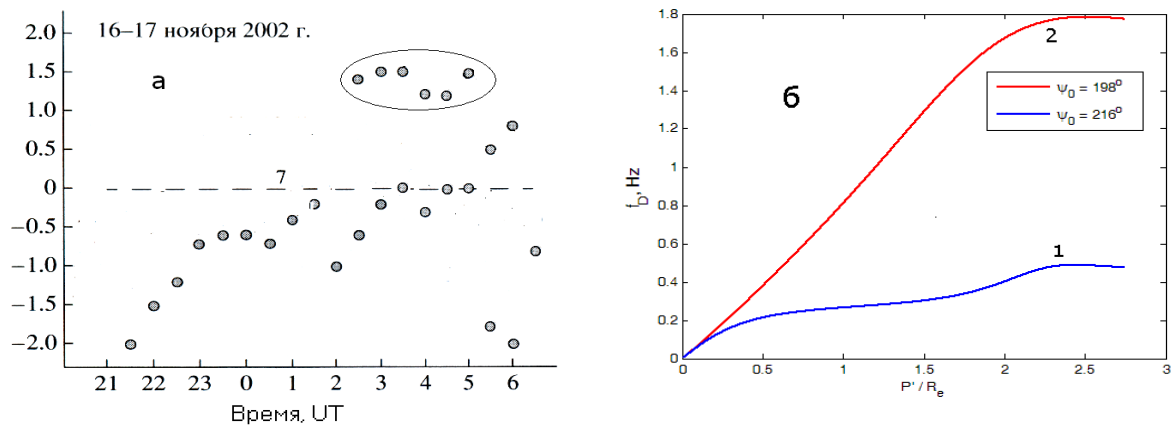


Рисунок 3.- Экспериментальный временной ход доплеровского смещения частоты (а) и смещения частоты для двух возможных способов прохождения по короткой дуге большого круга частоты 4,996 МГц 17.11.2002 03:30 UT (б).

Для времени 03:30 UT рассчитанные доплеровские смещения частоты для мод волнового поля прямого сигнала различаются незначительно и лежат в диапазоне 0.1 – 0.15 Гц. Таким образом, волновое поле сигнала прямого прохождения формирует первый пик спектра мощности – рис. 1,а, что совпадает с результатами интерпретации в [1] методом адиабатического инварианта. В [2] второй пик в спектре мощности (рис. 1) интерпретируется как прохождение сигнала по обратному (длинному) пути дуги большого круга. Однако здесь возникают значительные расхождения с экспериментальными данными, как по величине смещения и энергетике, так и по физической интерпретации. На рис. 3 представлены результаты моделирования в рамках адиабатического инварианта в двумерной задаче расчета проекций лучевых траекторий на земную поверхность [2] с аналитической моделью ионосферы, учитывающей перепад электронной плотности на терминаторе. Характерный поперечный размер переходной области - 10° . Результаты расчета смещения частоты, как функции дальности, представлены на рис. 3,б: строгого прямого прохождения (кривая 1, азимут - 198°) и с учетом горизонтальной рефракции на скачке электронной плотности, порождаемой терминатором (кривая 2, азимут - 216°). Видно, что смещение частоты в точке приема очень близко к экспериментально наблюдаемой величине (рис. 1,а) для второго максимума и физически понятно его формирование в виде отдельной группы (рис.3,а), а результаты для прямого прохождения несколько расходятся как с рассчитанными доплеровскими смещениями в модели IRI-2001, так и с экспериментальными.

Литература

1. Крашенинников И.В., Егоров И.Б., Павлова Н.М. Эффективность прогнозирования прохождения радиоволн в ионосфере на основе ионосферной модели IRI-2001 // Геомагнетизм и аэронавигация, 2008. Т.48. № 4. С. 526-533.
2. Зализовский А.В., Галушко В.Г., Кашеев А.С., Колосков А.В., Ямпольский Ю.М., Егоров И.Б., Попов А.В. Доплеровская селекция КВ-радиосигналов на сверхдальних трассах // Геомагнетизм и аэронавигация, 2007. Т.47. №5. С. 674-684.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ИОНОГРАММ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

НИИ радиофизики СПбГУ

Моделирование ионограмм вертикального зондирования в области полярной шапки проводится с учетом поглощения, вызванного высыпанием протонов. Разработанная модель высокоширотной ионосферы включает в себя такие неоднородности, как среднеширотный провал, авроральный овал, пятна и дуги. Расчет вертикальных и наклонных ионограмм производится для различных периодов времени в различных геофизических условиях. Проводится сравнение модельных ионограмм и данных ионозонда в различных геофизических условиях.

Ионосфера в области полярной шапки представляет собой сложную структуру, существенно отличающуюся от структуры среднеширотной ионосферы. Локализованные области повышенной электронной концентрации (пятна и арки) являются характерной особенностью высокоширотной ионосферы [1]. Количество, скорость, траектория движения неоднородностей зависят от геофизических условий. Поперечный размер областей повышенной электронной концентрации может достигать тысячи километров (со средним значением около 500 км) [2, 3]. Увеличение электронной плотности может достигать фактора 10 по сравнению с фоновой ионосферой. В большинстве случаев, эти образования наблюдаются цугом с интервалом времени в несколько минут. Типичная частота появления их 0.5/час и скорость порядка нескольких сотен метров в секунду. Вероятность появления в F-слое ионосферы такого рода структур наиболее высока зимой в периоды максимума солнечной активности, хотя иногда они наблюдаются и в периоды минимума солнечной активности, но при этом значительно менее выражены [2].

Наличие локализованных областей повышенной электронной плотности в ионосфере приводит к появлению градиентов электронной плотности, которые образуют наклонные отражающие поверхности для КВ радиоволн [4-6]. Это обстоятельство значительно усложняет интерпретацию ионограмм.

Высокоширотные ионограммы имеют достаточно сложную и разнообразную структуру, быстро изменяющуюся со временем. В течение 15 минут (стандартный интервал получения данных зондирования) структура ионограммы может претерпеть кардинальные изменения.

Очевидно, что для расчета ионограмм необходимо задавать модель ионосферы. В настоящее время существует ряд моделей ионосферы. Однако они в полной мере не отражают ни особенностей высокоширотной ионосферы, ни ее динамику. Сотрудниками СПбГУ и университета города Лестера (Великобритания) была разработана оригинальная модель высокоширотной ионосферы [7,8]. Модель ионосферы включает в себя среднеширотный провал, авроральный овал, пятна и арки. Для построения профиля электронной плотности используются данные вертикального зондирования, доступные в интернете (<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.html>).

На основе этой модели проводилось исследование влияния параметров областей повышенной электронной плотности (критическая частота, размер, скорость движения) на структуру ионограмм [9].

В данной работе при расчете КВ канала учитывается неотклоняющее поглощение в D-области, вызванное высыпаниями протонов. Это выполняется путем дополнительной обработки ионограмм, рассчитывающей расстояние проходимое лучом в D-области на каждом скачке. Для расчета поглощения применялся алгоритм, предложенный Сауэром и Уилкинсоном [10].

Спутниковые данные о событиях высыпания протонов доступны в интернете (<http://satdat.ngdc.noaa/sem/goes/>).

Моделирование вертикальных ионограмм проводилось для различных событий высыпания протонов, соответствующих различным периодам времени в различных геофизических условиях. В данной работе выбрано событие высыпания протонов, произошедшее 1 сентября 2012 года (Рис. 1) и использованы данные ионозонда THJ77 (THULE/QANAQ) (77.5N; 69.2E) (<http://car.ulm.edu/>).

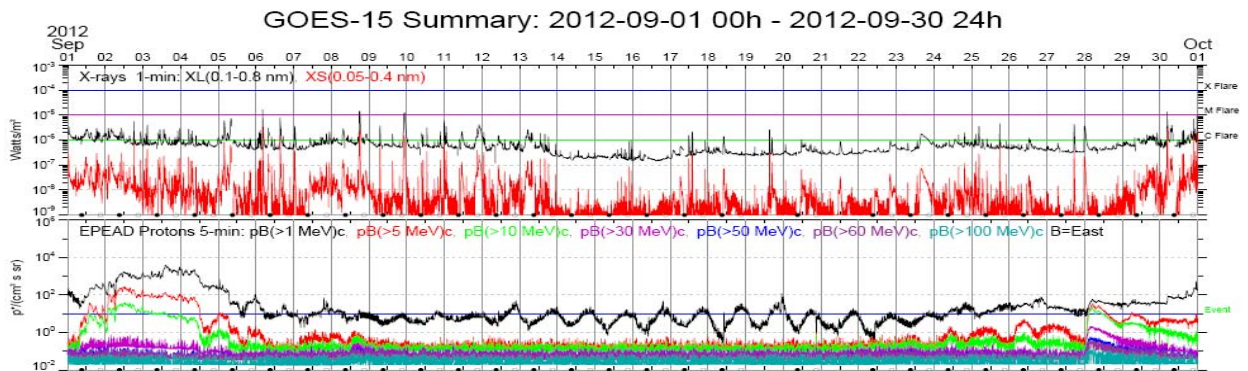


Рис. 1. Данные спутника GOES о потоке солнечного рентгеновского излучения (верхняя панель) и протонов (нижняя панель) за период 1 – 30 сентября 2012 г. <http://satdat.ngdc.noaa/sem/goes/>

Ионограмма вертикального зондирования Thule 1 сентября 2012 12:15 UT имеет структуру, являющуюся промежуточной между структурой типа «сложная» и «U-образная» [9], с длинным основным треком, расщепленным на конце (Рис. 2). Такая структура характерна для ситуации, когда край пятна находится вблизи приемника. Поместив пятно повышенной электронной плотности размером 500 км по направлению скорости движения, 600 км в перпендикулярном ей направлении с критической частотой 6 МГц так, что центр пятна находится на расстоянии около 300 км от приемника, получаем модельную ионограмму (Рис. 3).

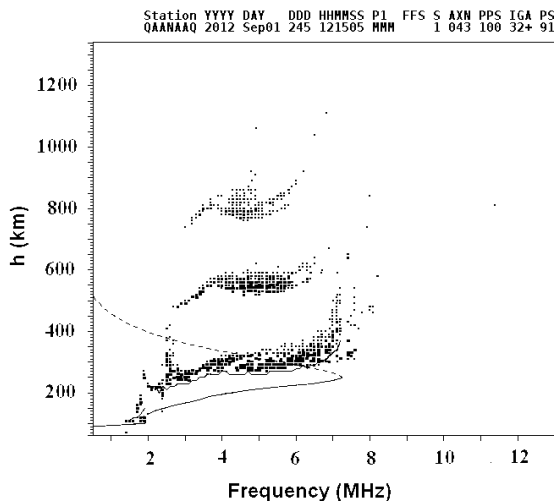


Рис. 2. Ионограмма вертикального зондирования Thule 1 сентября 2012 12:15 UT

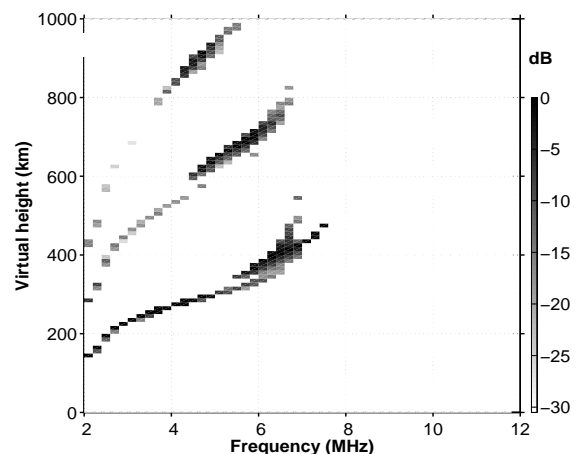


Рис. 3. Модельная ионограмма вертикального зондирования Thule 1 сентября 2012 12:15 UT

Наличие треков, соответствующих многократным отражениям от земной поверхности, и низкочастотной части ионограммы, отвечающей за отражение от E-слоя ионосферы, указывает, что в этот момент времени протонные высыпания еще не оказывают заметного влияния на структуру ионограммы.

Поглощение, вызванное высыпаниями протонов, начинает играть существенную роль в формировании структуры ионограммы, полученной через 15 минут (Thule 1 сентября 2012 12:30 UT). На ионограмме отсутствуют треки, соответствующие отражениям от земной

поверхности и от E-слоя ионосферы, отражение от F-слоя начинается с большей частоты. Модельная ионограмма, рассчитанная с учетом поглощения, демонстрирует те же особенности в структуре.

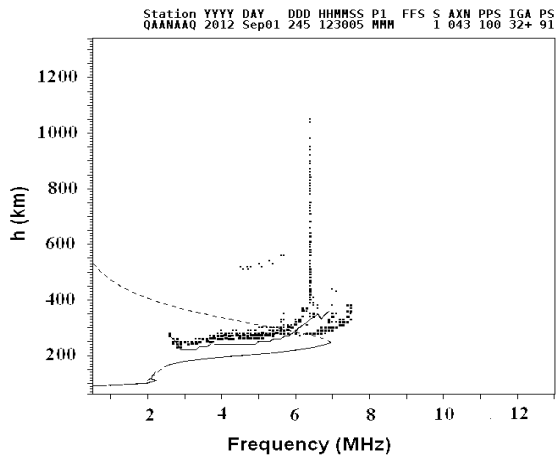


Рис. 4. Ионограмма вертикального зондирования Thule 1 сентября 2012 12:30 UT

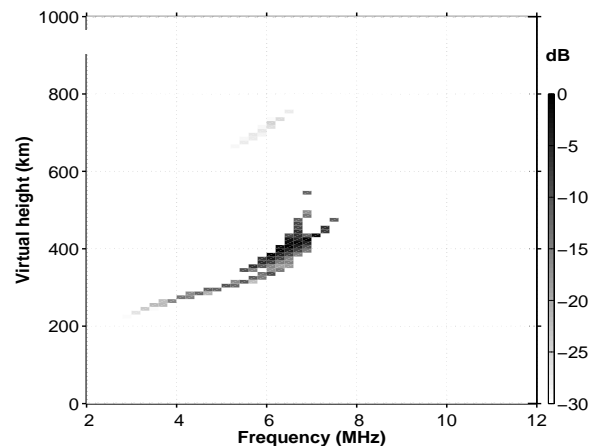


Рис. 5. Модельная ионограмма вертикального зондирования Thule 1 сентября 2012 12:30 UT

Известно, поглощение является одним из основных факторов, определяющих энергетику принимаемого сигнала. Примеры, рассмотренные в этой работе, показывают, что предложенный алгоритм с достаточной точностью описывает реальную ситуацию, когда поглощение существенно влияет на структуру ионограмм.

Литература.

- [1]. Weber, E. J., M. C. Kelly, J. O. Vallentin, S. Basu, H. C. Carlson, J. R. Fleischman, D. A. Hardy, N. C. Maynard, R. F. Pfaff, P. Rodriguez, R. E. Sheehan and M. Smiddy, Rocket measurements within a polar cap arcs, *J. Geophys. Res.*, 94, 6692, 1989.
- [2]. McEwen, D. J., and D. P. Harris, Occurrence patterns of F-layer patches over the North Magnetic pole, *Radio Science*, 31, 619, 1996.
- [3]. McDougall, J. W., I. F. Grant and A. Hamza, Velocity fluctuations associated with polar cap patches, *Radio Science*, 31, 595, 1996.
- [4]. Warrington, E. M., N. C. Rogers and T. B. Jones, Large HF bearing errors for propagation paths contained within the polar cap, *IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation*, 144, 4, 241-249, 1997.
- [5]. Siddle, D. R., N. Y. Zaalov, A. J. Stocker and E. M. Warrington, The time-of-flight and direction of arrival of HF radio signals received over a path along the mid-latitude trough, theoretical considerations. *Radio Science*, 39, RS4009, doi: 10.1029/2004RS003052, 2004.
- [6]. Siddle, D. R., A. J. Stocker and E. M. Warrington, The time-of-flight and direction of arrival of HF radio signals received over a path along the mid-latitude trough, observations, *Radio Science*, 39, RS4008, doi: 10.1029/2004RS003049, 2004.
- [7]. Zaalov, N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, The simulation of off-great circle HF propagation effects due to the presence of patches and arcs of enhanced electron density within the polar cap ionosphere, *Radio Science*, 38, 1052, 2003.
- [8]. Zaalov, N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, A ray-tracing model to account for off-great circle HF propagation over northerly paths.. *Radio Science*, 40, RS4006, 2005.
- [9]. Moskaleva, E. V., N. Y. Zaalov, Signature of polar cap inhomogeneities in vertical sounding data, *Radio Science*, 2013 (in press).
- [10]. Sauer, H. H., D C. Wilkinson, Global mapping of ionospheric HF/VHF radio wave absorption due to solar energetic protons, *SPACE WEATHER*, 6, S12002, doi:10.1029/2008SW000399, 2008.

Л.П. Радио, М.Б. Клепфиш, В.П. Фомичев, В.А. Дмитриев

ОЦЕНКА ИЗМЕНЧИВОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ВЧ КАНАЛА (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

Физический факультет Южного федерального университета

Приводятся результаты экспериментальных исследований на калиброванной радиотрассе, позволившие получить количественную оценку инерционных свойств уровня сигнала в узкополосном ВЧ канале. Медленные (в течение часа) изменения средних значений уровня сигнала в большинстве случаев не превышают 3 дБ. Полученные результаты о кратковременной стабильности энергетических характеристик канала могут быть использованы для оптимизации работы адаптивных систем связи, средств текущей диагностики и запросно-ответных радиолиний, а также для определения ожидаемой глубины упреждения оперативного прогноза качества связи.

Одной из актуальных задач практической ионосферной радиосвязи является оперативное прогнозирование в режиме реального времени качества передачи дискретных сообщений. Согласно рекомендации Международного союза электросвязи 889-2 [1], такой прогноз позволит обеспечить высококачественную ВЧ связь даже при неблагоприятных условиях распространения, делая ее достойной альтернативой спутниковой связи. При оперативном прогнозировании особо важной составляющей является информация о кратковременной стабильности характеристик канала. Стабильность такого рода целесообразно оценивать интервалом времени, в пределах которого изменения параметров не превосходят заданных величин. Понятно, что наиболее достоверные сведения о кратковременной стабильности могут быть получены только на основании измерений на трассах. Однако следует констатировать, что в литературе практически нет надежных сведений, характеризующих кратковременную стабильность характеристик ВЧ канала.

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований на калиброванной радиотрассе, позволившие оценить стабильность наиболее важной энергетической характеристики узкополосного канала – среднего уровня сигнала за ограниченный период времени. Эти результаты дополняют полученные ранее [2,3].

Содержание и объем экспериментальных данных

Измерения проводились на среднеширотной меридиональной трассе протяженностью 1021 км. Сигнал вещательной радиостанции Voice of Turkey принимался в г. Ростове-на-Дону. Характеристики измерений представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики базы экспериментальных данных.

Протяженность трассы, км	Азимут трассы, град.	Частота, МГц	Время, UT	Мощность излучения, кВт	Период наблюдения	Количество обработанных данных, часы
1021	215	13,635	06.00-12.55	0,5	05.2013-06.2013	~210 часов
		9,460	16.00-20.55		08.2013-09.2013	~150 часов

Для сбора данных применялся измерительный стенд, в состав которого входили: активная штыревая антенна, расположенная на высоте 15 м; специализированный цифровой приемник с динамическим диапазоном 60 дБ; компьютер. Управляющая программа позволяла в автоматическом режиме вести наблюдения непрерывно в течение суток. Принимался сигнал с амплитудной модуляцией. Из принятого сигнала выделялась несущая частота цифровым фильтром с полосой пропускания 20 Гц.

Вариации ото дня ко дню уровня сигнала

Последовательность обработки результатов измерений была следующая. Для каждого месяца на плоскость «время суток – уровень сигнала» наносились все измеренные значения. Далее для фиксированных моментов времени находились средние значения. Полученные таким образом точки соединялись кривой, которая рассматривалась как средний за месяц суточный ход уровня сигнала. Примеры таких зависимостей приведены на рисунках 1 для дневных часов на частоте 13,635 МГц, на рисунках 2 для ночных часов на частоте 9,460 МГц. Далее рассчитывались среднеквадратичные отклонения от полученного среднего – σ , дБ. Эти отклонения принимались в качестве меры вариаций ото дня ко дню в течение месяца. На рисунках среднеквадратичные отклонения нанесены вертикальными линиями.

Далее, отдельно для дневных и ночных часов (соответственно с 11-00 до 14-00 часов и с 22-00 до 01-00 часа местного времени в пункте приема) находились среднеквадратичные отклонения, усредненные за месяц. Считалось, что в эти временные периоды условия распространения на исследуемых трассах менялись незначительно.

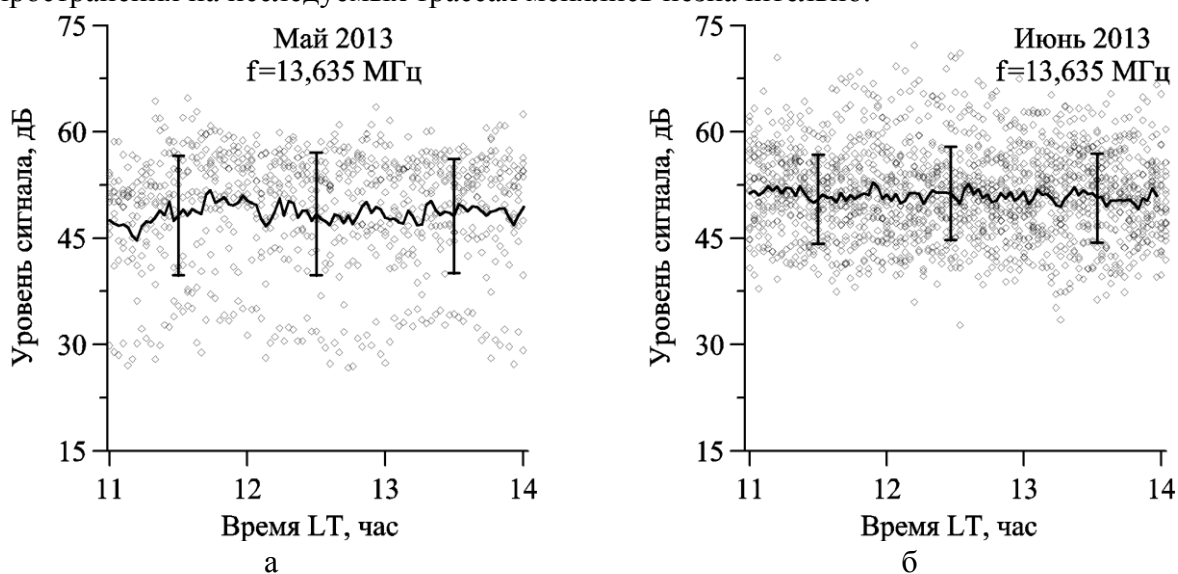


Рис. 1. Зависимость уровня сигнала от времени в дневные часы на частоте 13,635 МГц.
а) май 2013 г., б) июнь 2013 г.

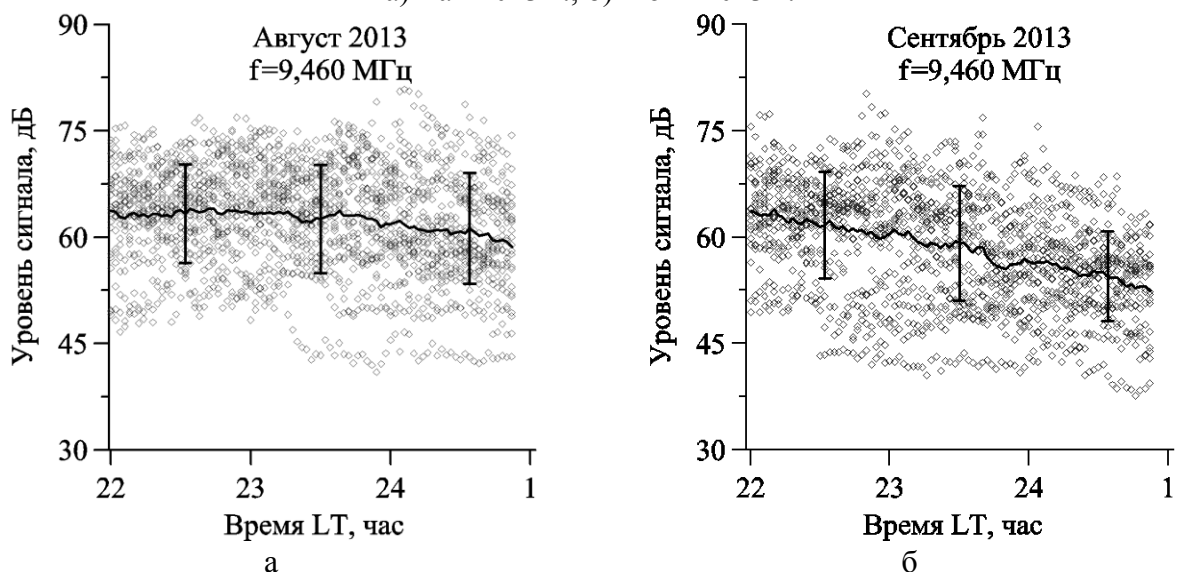


Рис. 2. Зависимость уровня сигнала от времени в ночные часы на частоте 9,460 МГц.
а) август 2013 г., б) сентябрь 2013 г.

Следует заметить, что усреднение во всех случаях велось без исключения возмущенных условий распространения на трассах, что могло привести к некоторым искажениям конечных результатов.

За время наблюдений средние за месяц значения вариаций ото дня ко дню в дневные часы на частоте 13,635 МГц составили в мае 8,4 дБ, в июне – 6,4 дБ. В ночные часы на частоте 9,460 МГц в августе и сентябре $\sigma = 7,3$ дБ.

Кратковременная стабильность уровня сигнала

Для оценки кратковременной стабильности сигнала была принята следующая последовательность обработки. Временной ряд мгновенных значений сглаживался скользящим средним со временем усреднения 20 минут. Как отмечалось выше, при выбранном времени усреднения ошибка оценки среднего не превосходит 1 дБ [3]. Затем делался сдвиг на время t и процедура вычисления среднего повторялась. Затем рассчитывалась Δ_t , как абсолютная разница между средними значениями. Время t менялось дискретно в интервале от 2 до 60 минут с шагом 2 минуты. Далее для каждого сдвига вычислялось среднее значение $|\Delta_t|$ гаш йинделсоП .|– полученные таким образом $|\Delta_t|$ усреднялись за месяц. На рисунках 3 приведены зависимости абсолютного изменения уровня сигнала $|\Delta_t|$ 4 хакнусир ан ,цГМ 536,31 етотсач ан восач хынвенд ялд |– аналогичные зависимости $|\Delta_t|$ арг аН .цГМ 064,9 етотсач ан восач хынчон ялд |фиках по горизонтальной оси отложено время в минутах, по вертикальной – изменение уровня в дБ; сплошные кривые – результат усреднения за месяц, вертикальные – среднеквадратичные отклонения от среднемесячных значений.

Среднее за месяц значение кратковременной стабильности уровня сигнала в дневные часы на частоте 13,635 МГц в мае составило 1,9 дБ, в июне –2,1 дБ. Среднее значение кратковременной стабильности уровня сигнала в ночные часы в августе на частоте 9,460 МГц составило 3,4 дБ, в сентябре – 4,8 дБ.

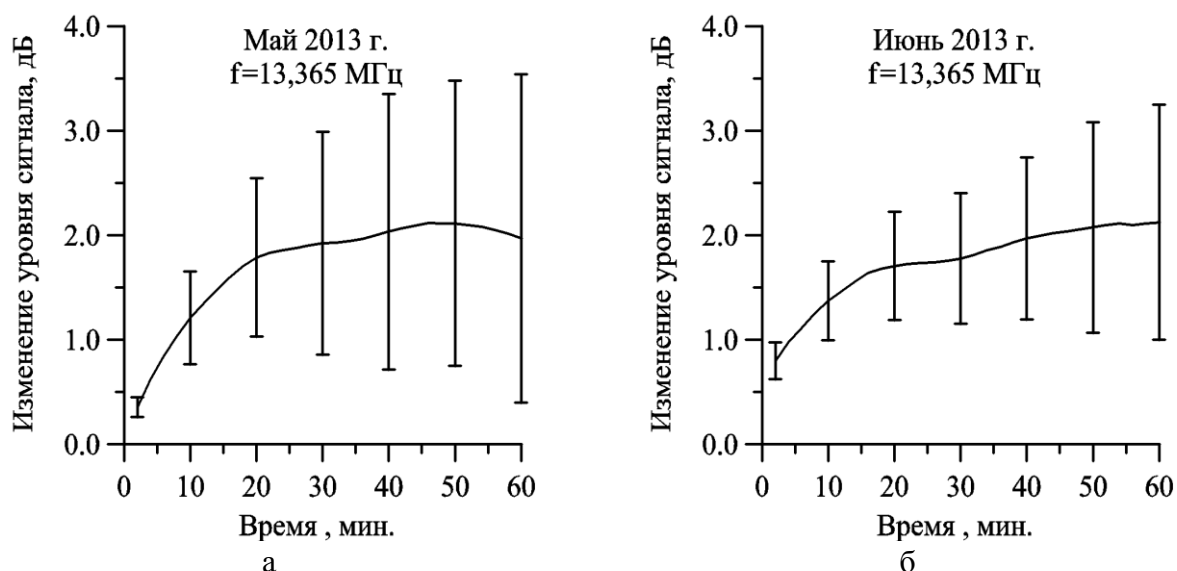


Рис. 3. Изменения уровня сигнала в течение часа на частоте 13,635 МГц в дневные часы. а) май 2013 г., б) июнь 2013 г.

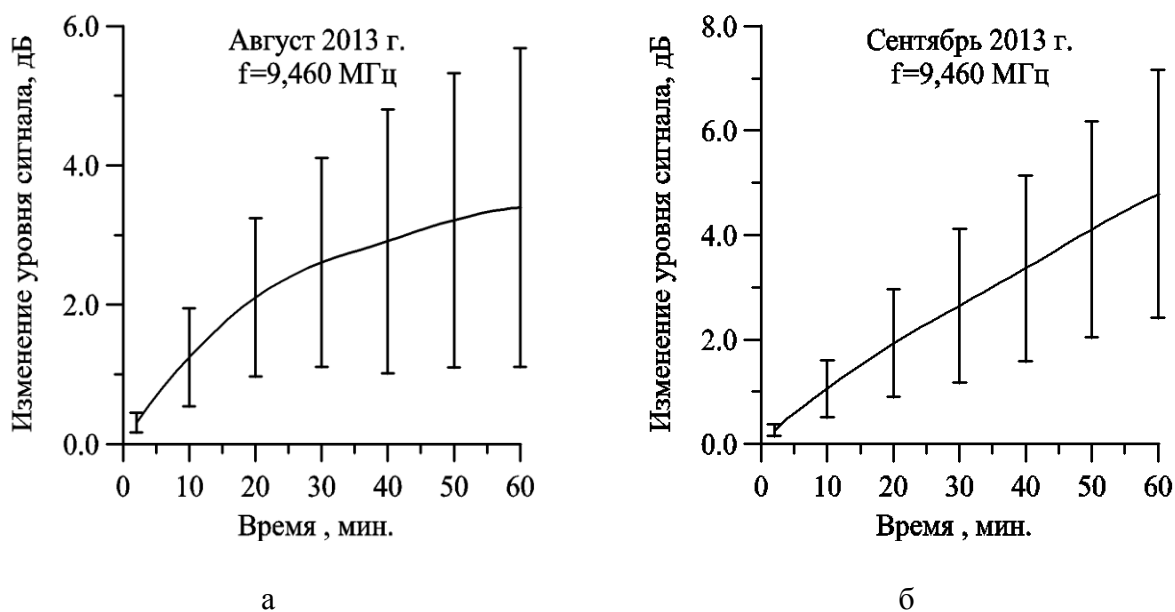


Рис. 4. Изменения уровня сигнала в течение часа на частоте 9,460 МГц в ночные часы.
а) август 2013 г., б) сентябрь 2013 г.

Заключение

Результаты измерений в дневные и ночные часы на среднеширотной однокачковой трассе позволяют сделать два вывода. Во-первых, вариации ото дня ко дню значений уровня принятого сигнала составили в среднем по всему периоду наблюдения 7,5 дБ. Следовательно, полный размах (2σ) может достигать 15 дБ.

Во-вторых, подтвердился вывод работ [2,3], согласно которому процессы, ответственные за энергетику поля ВЧ волн, обладают инерционными свойствами. На протяжении всего времени наблюдений (более 300 часов) медленные (в течение часа) абсолютные изменения средних значений уровня сигнала за час в дневные часы не превышали в среднем 2,1 дБ, т.е. были ниже инструментальной погрешности измерений. В ночные время отклонения средних значений уровня сигнала за час были несколько больше и составили в среднем в августе 3,4 дБ, в сентябре – 4,8 дБ.

Полученные результаты о кратковременной стабильности энергетических характеристик канала могут быть использованы для оптимизации работы адаптивных систем связи, средств текущей диагностики и запросно-ответных радиолиний, а также для определения ожидаемой глубины упреждения оперативного прогноза качества связи.

Литература

- [1] ITU-R. «Real-time channel evaluation of HF ionospheric radio circuits», ITU-R Rec. Rep. 889-2 (1990).
- [2] Барабашов Б.Г., Огарь А.С., Радио Л.П. Оценка кратковременной стабильности энергетических характеристик ионосферного ВЧ радиоканала. // Электромагнитные волны и электронные системы, №5, т. 16, 2011, стр. 41-45.
- [3] Барабашов Б.Г., Огарь А.С., Радио Л.П. Исследование кратковременной стабильности характеристик ионосферного радиоканала (результаты измерений на трассах). // Сборник научных статей «Труды НИИР», 2012, №3, стр. 56-66.

Г. М. Стрелков

О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ЛЧМ – ИМПУЛЬСА В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

На основе полученного ранее и не основанного на интеграле Фурье аналитического описания процесса распространения электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей газовой среде рассмотрены некоторые особенности дисперсионных искажений прямоугольного наносекундного импульса с линейной частотной модуляцией, обусловленных его взаимодействием с изолированной спектральной линией атмосферного водяного пара с резонансной частотой 183,36 ГГц.

В [1] дано новое представление решения задачи о распространении электромагнитного импульса в газовой среде с одной резонансной частотой. В докладе изложены некоторые результаты выполненного по [1] анализа эволюции прямоугольного ЛЧМ-импульса, распространяющегося в земной атмосфере. Его начальная комплексная огибающая имеет вид

$$A(0;t) = \begin{cases} A_0 \exp\left(i \Delta \omega (t^2 - t t_n) / (2 t_n)\right), & 0 \leq t \leq t_n; \\ 0, & t > t_n, \end{cases} \quad (1)$$

A_0 – «высота»; t_n – длительность; t – время; $\Delta \omega = 2 \pi \Delta f$; Δf – девиация частоты и несущая частота импульса f' близка или совпадает с резонансной частотой среды ν_{ij} .

Текущая огибающая импульса (1) описывается выражениями [1]: при $0 < t' \leq t_n$ –

$$\begin{aligned} A(\tau;t') = & A_0 \exp\left(i \Delta \omega \frac{(t')^2 - t' t_n}{2 t_n}\right) \left[1 - \right. \\ & - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \cdot \exp((p_1 - i \omega') \theta) \cdot \left(\exp\left(i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t' \theta + \theta}{2 t_n}\right) \right) d \theta - \\ & - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \cdot \exp((p_2 - i \omega') \theta) \cdot \left(\exp\left(i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t' \theta + \theta}{2 t_n}\right) \right) d \theta + \\ & \int_0^{t'} \exp\left(-i \omega' \theta + i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t' \theta + \theta}{2 t_n}\right) d \theta \times \\ & \left. \times \left[\int_0^{\theta} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \cdot \exp(p_1 \mu) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \mu}} J_1(2\sqrt{\delta_2 (\theta - \mu)}) \cdot \exp(p_2 (\theta - \mu)) d \mu \right] \right] \end{aligned} \quad (2)$$

и при $t' > t_n$:

$$\begin{aligned} A(\tau;t') = & A_0 \exp\left(i \Delta \omega \frac{(t')^2 - t' t_n}{2 t_n}\right) \cdot \\ & \left[- \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \cdot \exp((p_1 - i \omega') \theta) \cdot \left(\exp\left(i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t' \theta + \theta}{2 t_n}\right) \right) d \theta - \right. \\ & \left. - \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \cdot \exp((p_2 - i \omega') \theta) \cdot \left(\exp\left(i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t' \theta + \theta}{2 t_n}\right) \right) d \theta + \right. \end{aligned} \quad (3)$$

$$+ \int_{t'-t_H}^{t'} \exp\left(-i\omega'\theta + i\Delta\omega \frac{\theta^2 - 2t'\theta + \theta}{2t_H}\right) d\theta \times$$

$$\times \left[\int_0^\theta \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_1\mu}) \cdot \exp(p_1\mu) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta-\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta-\mu)}) \cdot \exp(p_2(\theta-\mu)) d\mu \right].$$

В формулах (2) и (3): $\omega' = 2\pi f'$; $\delta = 2\pi d\nu$; $d\nu$ – полуширина спектральной линии; $p_{1,2} = -\delta \pm i\omega_1 = -\delta \pm \pm i\sqrt{\omega_{ij}^2 - \delta^2}$; $\delta_{1,2} = 0,5\tau\delta(1 \pm i\delta/\omega_1)$; $\omega_{ij} = 2\pi\nu_{ij}$; $\tau = \gamma(\nu_{ij})z$ и $\gamma(\nu_{ij})$ – оптическая глубина трассы и коэффициент поглощения (по мощности) среды на резонансной частоте; $t' = t - z/c$; z – длина трассы; c – скорость света.

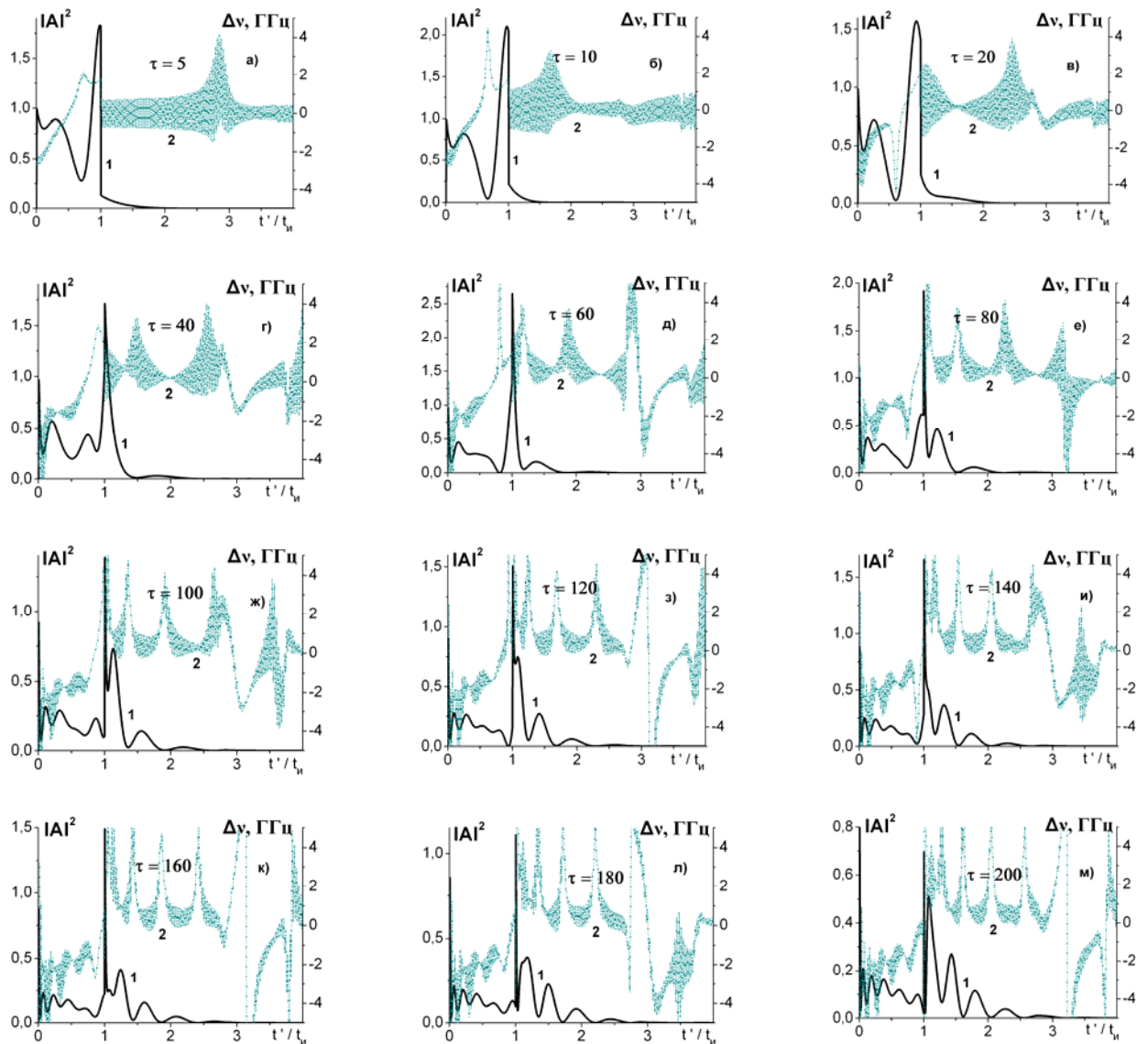


Рис.1. Эволюция огибающей (кривые 1) и приращения мгновенной частоты (кривые 2) прямоугольного ЛЧМ-импульса с увеличением оптической глубины трассы (величины τ указаны возле кривых; $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $d\nu = 0,1$ ГГц; $f' = 183,36$ ГГц; $t_H = 1$ нс; $\Delta f = 5$ ГГц).

Формулы (2) и (3) позволяют далее в аналитическом виде и без каких-либо дополнительных допущений описывать временной ход приращения мгновенной частоты излучения $\Delta\nu$ в пределах текущей длительности импульса в соответствии с известным соотношением

$$\Delta \nu(\tau; t') = \frac{1}{2\pi} \frac{-\text{Im} A (\partial \text{Re} A / \partial t') + \text{Re} A (\partial \text{Im} A / \partial t')}{(\text{Re} A)^2 + (\text{Im} A)^2}, \text{ Гц.} \quad (4)$$

Рис.1 иллюстрирует характер изменений временного хода величин $|A|^2$ и $\Delta \nu$ с увеличением длины или, что то же, оптической глубины трассы. Наиболее существенной особенностью деформации огибающей при указанных в подписи значениях параметров задачи является, по-видимому, достаточно быстро формирующийся и сохраняющийся вплоть до больших значений τ максимум поля при $t' \approx t_{и}$. Его высота заметно превышает высоту импульса, поступающего в среду (за исключением рис.1м, на котором указанные высоты сопоставимы). Очевидным также является постепенное уширение импульса. В частности, дополнительные вычисления дают, что среднеквадратические ширины огибающих на рис.1 увеличиваются от 0,362 (рис.1а) до 0,622 (рис.1м), т.е. почти вдвое. Приращение мгновенной частоты в пределах начального временного интервала до $t' \leq t_{и}$ на рис.1 осциллирует, но в среднем во всех случаях возрастает. Энергия распространяющегося импульса $E_{и}$, равная 1 при $\tau = 0$, с увеличением τ монотонно убывает, как и должно быть, и равна 0,843 для рис.1а и 0,280 для рис.1м.

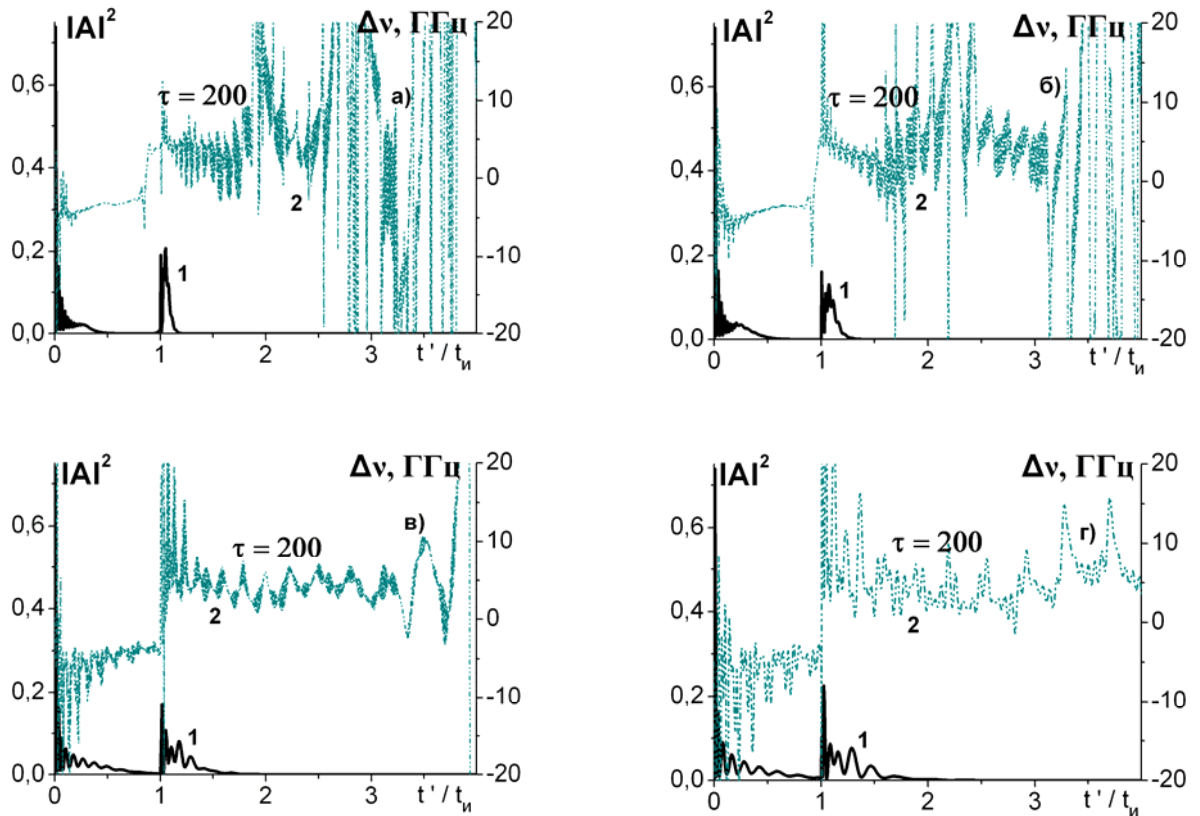


Рис.2. К вопросу о влиянии длительности импульса на временной ход огибающей (кривые 1) и приращения мгновенной частоты (кривые 2) прямоугольного ЛЧМ-импульса ($\nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $d\nu = 0,5$ ГГц; $f' = 183,36$ ГГц; $\Delta f = 10$ ГГц; $t_{и} = 4$ нс (а); 2 нс (б); 0,8 нс (в); 0,5 нс (г)).

На рис.2 приведен пример возможного влияния начальной длительности импульса на временной ход величин $|A|^2$ и $\Delta \nu$ в пределах текущей длительности деформированного импульса. Искажения огибающей сопровождаются его дополнительны уширением (в масштабе величины $t_{и}$). Полуширина линии на рис.2 по сравнению с рис.1 заметно увеличена, следст-

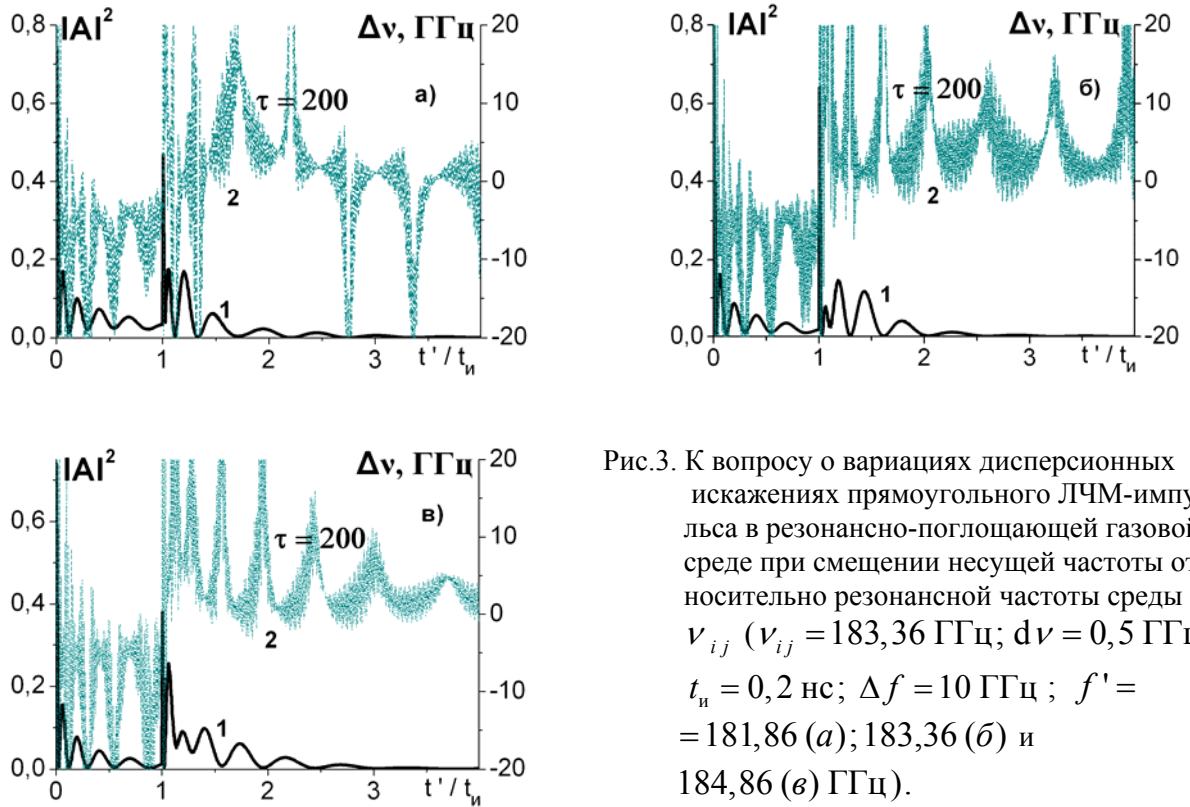


Рис.3. К вопросу о вариациях дисперсионных искажениях прямоугольного ЛЧМ-импульса в резонансно-поглощающей газовой среде при смещении несущей частоты относительно резонансной частоты среды ν_{ij} ($\nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $d\nu = 0,5$ ГГц; $t_{и} = 0,2$ нс; $\Delta f = 10$ ГГц; $f' = 181,86$ (а); $183,36$ (б) и $184,86$ (в) ГГц).

вием чего является возникновение выраженного скачка мгновенной частоты при $t' \approx t_{и}$. Последнее, в свою очередь, обусловлено расширением интервала, в пределах которого из спектра огибающей импульса из-за поглощения «вымываются» гармоники, примыкающие к нулевой частоте. Огибающим на рис.2 отвечают энергии импульса 0,0289 (рис.2а); 0,0365 (рис.2б); 0,0482 (рис.2в) и 0,0597 (рис.2г). Увеличение величины $E_{и}$ здесь обусловлено уширением спектра импульса при его укорочении.

На рис.3 даны примеры вариаций временного хода характеристик импульса при смещении несущей частоты на низкочастотный (рис.3а) и высокочастотный (рис.3в) склоны линии. На рис.3б $f' = \nu_{ij}$. Величины смещения в обоих случаях равны трем полуширинам линии.

Кривые 1 на рис.3а и 3б близки друг к другу (соответствующие им энергии импульса равны 0,111 и 0,108), тогда как различие между кривыми 2 на них более заметно. Именно видно, что приращение мгновенной частоты на рис.3а принимает отрицательные значения на большем суммарном временном интервале, чем на рис.3б. Объяснение состоит в том, что кривые 2 во всех случаях характеризуют частоты гармоник, формирующих распространяющийся импульс. Если несущая частота уменьшается по сравнению с резонансной частотой, из спектра огибающей, симметричном относительно нулевой гармоники, относительно быстро «вымываются» относительно высокие частоты, и наоборот. Отметим, наконец, что анализ искажений импульсов на основе (2) и (3) при вариациях относительного положения величин f' и ν_{ij} на оси частот не требует введения каких-либо дополнительных ограничений.

Литература

1. Стрелков Г.М. О распространении сверхкороткого радиоимпульса в резонансно-поглощающей атмосфере. //Радиотехника и электроника. 2013. Т.58. № 10. С.989-1001.

ОБ ОПИСАНИИ ИОНОСФЕРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛЧМ-ИМПУЛЬСА НА ОСНОВЕ МЕТОДА СТАЦИОНАРНОЙ ФАЗЫ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Дан ряд оценок возможности описания дисперсионных искажений частотно-модулированных импульсов в холодной плазме методом стационарной фазы. С этой целью границы применимости метода сопоставлены с результатами решения задачи об искажениях, полученно-го непосредственно во временной области.

Интеграл Фурье на протяжении многих десятилетий является основным инструментом описания дисперсионных искажений электромагнитных импульсов в плазменной среде. Его вычисления во всех случаях предваряются введением совокупности приближений, означающих упрощающие преобразования подынтегрального выражения и касающихся как спектра излучаемого импульса, так и т.н. фазовой функции, описывающей набег фазы и поглощение формирующих спектр гармоник на трассе. Чтобы проследить влияние преобразований подынтегрального выражения на получаемый результат, следует сопоставлять его с результатом непосредственного вычисления интеграла Фурье. Этого, однако, никогда не делается прежде всего из-за соответствующих вычислительных трудностей, а влияние упрощений обычно объявляется незначительным, что на самом деле неочевидно.

Так, наиболее часто рассматриваемой в литературе моделью импульсного радиосигнала является прямоугольный ЛЧМ-импульс. В [1, 2], на основе решения задачи [3] непосредственно во временной области, применительно к указанной модели рассмотрены погрешности описания искажений, вносимые приближением прямоугольного спектра. В его рамках амплитудный спектр импульса заменяется прямоугольником, а его фазовый спектр и фазовая функция аппроксимируются квадратичными функциями частоты. Анализ показал, что дополнительные искажения, вносимые приближением прямоугольного спектра в характеристики распространяющегося импульса, могут быть значительными.

Еще одним широко применяемым способом анализа дисперсионных искажений радиоимпульсов является метод стационарной фазы (см., напр., [4,5]). На возможность его привлечения к описанию искажений импульсов в плазме со всей определенностью впервые было указано, по-видимому, в [6]. При этом также со всей определенностью следует сказать, что метод стационарной фазы не есть метод вычисления интеграла Фурье, но только метод его оценки. Поэтому получаемые с его помощью результаты не могут рассматриваться как самодостаточные и требуют дополнительного обоснования. Обратим, в частности, внимание на следующее. Основанием для применения метода стационарной фазы является присутствие в задаче большого безразмерного параметра. Поскольку непосредственно фазовая функция такого параметра не содержит, то сначала его следует выделить и оценить. Тем самым будет сделана предварительная оценка получаемых результатов. Ознакомление с соответствующими публикациями показывает, однако, что этому аспекту метода внимания, как правило, не уделяется. Более того, в ряде работ в качестве большого параметра называются размерные величины: время t (см., напр., [7]) или длина трассы z (см., напр., [8]). Указываются также плазменная и несущая частоты. Условиям применения метода это не соответствует.

Цель настоящего доклада – на примере прямоугольного ЛЧМ-импульса дать некоторые оценки области применимости метода стационарной фазы к описанию дисперсионных искажений импульсных радиосигналов в холодной бесстолкновительной изотропной плазме.

Для поля E распространяющегося импульса интеграл Фурье имеет вид:

$$A(z;t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp\left(-i \frac{\omega}{c} n(\omega) z\right) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (1)$$

Здесь S – спектр импульса; c – скорость света: $n(\omega) = (1 - \omega_0^2 / \omega^2)^{0,5}$ -показатель преломления: $\omega_0 = (31,81 \cdot 10^8 \cdot N_e)^{1/2}$ – плазменная частота; N_e – электронная концентрация (см^{-3}).

Перейдем в (1) к новой временной переменной $t' = t - z / c$:

$$E(z; t') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp\left(-i \frac{\omega}{c} ((n(\omega) - 1)z)\right) \exp(i \omega t') d\omega, \quad (2)$$

так что фазовая функция имеет вид

$$\Phi(z; t') = - \frac{\omega}{c} (n(\omega) - 1)z + \omega t'. \quad (3)$$

В качестве большого параметра примем величину $Q = \omega_0 z / c$. При $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $z = 50 \text{ км}$ $Q = 600$. Тогда имеем ($\bar{\omega} = \omega / \omega_0$)

$$\Phi(z; t') = Q \left(- \bar{\omega} \left(\sqrt{1 - \frac{1}{\bar{\omega}^2}} - 1 \right) + \frac{ct'}{z} \bar{\omega} \right). \quad (4)$$

Из условия $(d\Phi(\bar{\omega}) / d\bar{\omega})|_{\bar{\omega} = \bar{\omega}_s} = 0$ находим выражение для стационарной точки

$$\bar{\omega}_s^2 = 1 / \left(1 - 1 / \left(1 + \frac{ct'}{z} \right)^2 \right) \quad (5)$$

или в размерном виде

$$\omega_s^2 = \omega_0^2 / \left(1 - 1 / \left(1 + \frac{ct'}{z} \right)^2 \right) \quad (5a)$$

Спектр прямоугольного ЛЧМ-импульса занимает частотную полосу от $f' - \Delta f / 2$ до $f' + \Delta f / 2$ (f' – несущая частота и Δf – девиация частоты). Поэтому стационарная точка должна удовлетворять совокупности неравенств ($\omega' = 2\pi f'$ и $\Delta\omega = 2\pi \Delta f$)

$$(\omega' - \Delta\omega / 2)^2 < \omega_s^2 < (\omega' + \Delta\omega / 2)^2. \quad (6)$$

Подставив равенство (5a) в (6), после простых преобразований получим, что величина отношения ct' / z , в свою очередь, ограничена снизу и сверху соответственно значениями выражений

$$F_H(\Delta\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega' + \Delta\omega / 2}\right)^2}} - 1 \text{ и } F_B(\Delta\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega' - \Delta\omega / 2}\right)^2}} - 1, \text{ т.е.} \\ F_H(\Delta\omega) < ct' / z < F_B(\Delta\omega). \quad (7)$$

На рис.1 - 3 приведены примеры зависимостей величин $F_H(\Delta\omega)$ (кривые 1), $F_B(\Delta\omega)$ (кривые 2) и их разности

$$\Delta F(\Delta\omega) = F_B(\Delta\omega) - F_H(\Delta\omega) \quad (8)$$

(кривые 3) от девиации частоты. Параметры задачи указаны в подписях. Сопоставление рисунков показывает, что характерные значения изображенных на них величин с увеличением несущей частоты быстро уменьшаются.

Сопоставим теперь изображенные на рис.1 – 3 кривые с данными по дисперсионным искажениям ЛЧМ-импульса. На рис.4 и 5 изображены его деформированные огибающие, найденные по [3] для тех же значений параметров N_e ; f' и Δf , что и кривые на рис.1 и 2 соответственно. Импульс на рис.4 приходится на временной интервал $t' \in (2,5 - 6,0)t_n$. Тогда отношение ct' / z принимает значения из промежутка $(0,15 - 0,36)$. Сравнив последний со зна-

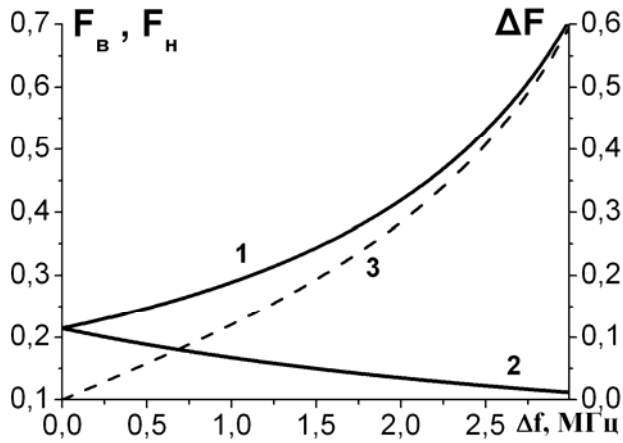


Рис.1. Верхняя F_B (кривая 1) и нижняя F_H (кривая 2) границы интервала ΔF возможных значений параметра ct'/z и его ширина (кривая 3) при $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$; $f_0 = 2,84 \text{ МГц}$; $f' = 5 \text{ МГц}$ и $\Delta f \leq 3 \text{ МГц}$.

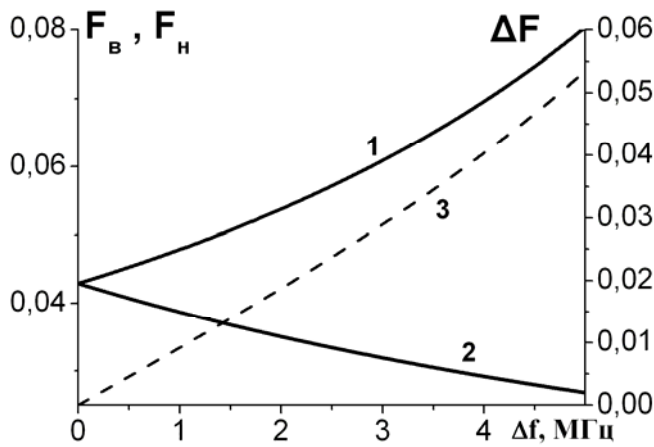


Рис.2. То же, что и на рис.1, при $f' = 10 \text{ МГц}$ и $\Delta f \leq 5 \text{ МГц}$.

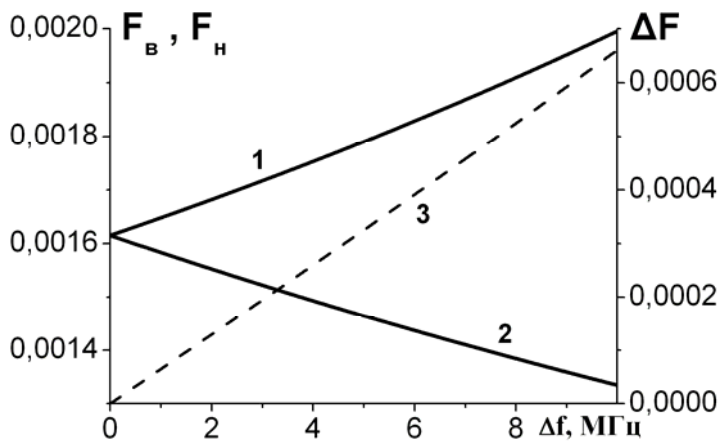


Рис.3. То же, что и на рис.1, при $f' = 50 \text{ МГц}$ и $\Delta f \leq 10 \text{ МГц}$.

чениями F_B и F_H на рис.1 при $\Delta f = 3 \text{ МГц}$, видим, что он находится в пределах, устанавливаемых неравенствами (7). Несущая частота на рис.5 по сравнению с рис.4 увеличена в 2 раза. Как следствие, импульс занимает временной интервал $t' \in (1,0 - 1,5)t_{и}$. При этом

$$ct'/z \in (0,06 - 0,09). \quad (9)$$

Обращаясь теперь к рис.2, находим, что при $\Delta f = 5 \text{ МГц}$ вновь установленный промежуток (9) лишь на 2/3 находится в пределах интервала допустимых значений отношения ct'/z , устанавливаемых неравенствами (7), причем верхняя граница промежутка (9) превышает ве-

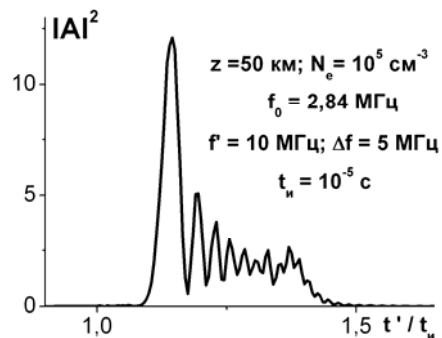
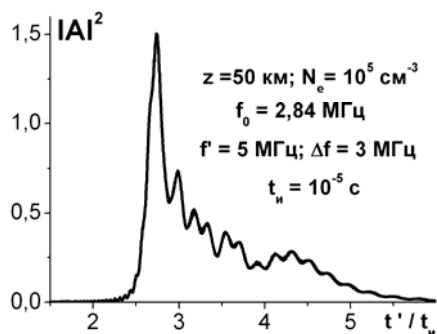


Рис.4. Огибающая прямоугольного ЛЧМ- импульса в бесстолкновительной плазме

Рис.5. Огибающая прямоугольного ЛЧМ- импульса в бесстолкновительной плазме

личину $F_{\text{в}}$ на рис.2 при $\Delta f = 5$ МГц. Это означает, что искажения импульса с параметрами, указанными на поле рис.5, описывать на основе метода стационарной фазы, уже нельзя. Искажения импульса с $f' = 50$ МГц; $\Delta f = 10$ МГц; $t_n = 10^{-6}$ с и $z = 200$ км изображаются кривой 2 на рис.1в в [9]. Обратившись к ней, находим, что теперь $t' \in (1,1 - 2,0)t_n$ и, следовательно, $ct'/z \in (0,00165 - 0,003)$. Из рис.3 далее заключаем, что найденный промежуток значений отношения ct'/z при $\Delta f = 10$ МГц находится в пределах, устанавливаемых неравенствами (7), уже только на 1/4. В целом приведенные примеры показывают, что оценки применимости метода стационарной фазы необходимы в каждом конкретном случае.

Требующими анализа вопросами, обуславливающими применимость метода, являются также связанные с ним вариации энергии импульса и учет возможного влияния начального фазового спектра импульса на получаемые результаты.

Литература

1. Стрелков Г.М., Левашов С.А. Об одном приближении в теории ионосферных искажений ЛЧМ-импульса. //Региональная XVI конференция по распространению радиоволн. СПб, 2010. СПб: НИИРФ СПбГУ. 2010. С.114-117.
2. Стрелков Г.М., Левашов С.А. Еще об одном приближении в теории ионосферных искажений ЛЧМ-импульса. //Региональная XVII конференция по распространению радиоволн. СПб.: 2011. СПб: СПбГУ. 2011. С.102-105.
3. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме. //Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. № 9. С.1094-1103.
4. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Методы теории волн в средах с дисперсией. М.: Физматлит. 2007. 270 с.
5. Ильин А.М., Данилин А.Р. Асимптотические методы в анализе. М.: Физматлит. 2007. 248 с.
6. Wait J.R. Propagation of pulses in dispersive media. //Radio Sci. 1965. V.69D. No.11. P.1387-1401.
7. Chen K.C., Yen J.L. On steepest descent evaluation of an integral describing transient wave propagation in anisotropic plasmas. //Radio Sci. 1972. V.7. No.6. P.681-687.
8. Felsen L.B. Transients in dispersive media. Pt.1. Theory. //IEEE Trans. Ant.Propagat. 1969. V.AP-17. No.2. P.191-200.
9. Гашевская О.С., Нарышкин В.И., Стрелков Г.М. Дисперсионные искажения сверхширокополосного ЛЧМ-импульса на протяженной ионосферной трассе. //Региональная XVII конференция по распространению радиоволн. СПб, 2011. СПб: СПбГУ. 2011. С.62-65.

Г.М. Стрелков

О ВЛИЯНИИ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ НА ИСКАЖЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

На основе полученного ранее и не основанного на интеграле Фурье аналитического описания процесса распространения электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей среде изучен возможный характер влияния полуширины изолированной спектральной линии атмосферного газового компонента на дисперсионные искажения сверхкороткого радиоимпульса с начальной прямоугольной формой и несущей частотой, совпадающей с резонансной частотой единственной сильной линии поглощения водяного пара в миллиметровом диапазоне волн 183,36 ГГц.

Проблема аналитического описания процесса распространения импульсных электромагнитных сигналов в резонансно-поглощающих средах привлекает все большее внимание исследователей (см., напр., [1-4]) и всегда рассматривается на основе интеграла Фурье. В [5] (см. также [6]) изложено новое решение задачи применительно к газовой среде. Решение получено непосредственно во временной области; без введения дополнительных допущений оно позволяет изучать закономерности распространения импульсов, обусловливаемые изменениями их начальной формы, длительности и закона частотной модуляции, а также вариациями параметров среды распространения и длины трассы. В докладе применительно к случаю распространения по однородной атмосферной трассе квазимонохроматического прямоугольного радиоимпульса наносекундной длительности представлены результаты анализа некоторых особенностей его деформации, вызываемых вариациями ширины области резонансного поглощения среды (иначе, полуширины спектральной линии). Несущая частота импульса f' близка или совпадает с резонансной частотой среды распространения ν_{ij} .

Согласно [5], текущая огибающая импульса с вышеуказанными характеристиками описывается выражениями: при $0 < t' \leq t_n$ –

$$A(\tau; t') = A_0 \cdot \left[1 - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \cdot \exp((p_1 - i\omega')\theta) d\theta - \right. \\ \left. - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \cdot \exp((p_2 - i\omega')\theta) d\theta + \int_0^{t'} \exp(-i\omega'\theta) d\theta \times \right. \\ \left. \times \left[\int_0^{\theta} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \cdot \exp(p_1 \mu) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \mu}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta - \mu)}) \cdot \exp(p_2(\theta - \mu)) d\mu \right] \right] \quad (1)$$

и при $t' > t_n$ –

$$A(\tau; t') = A_0 \left[- \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \cdot \exp((p_1 - i\omega')\theta) d\theta - \right. \\ \left. - \int_{t'-t_n}^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \cdot \exp((p_2 - i\omega')\theta) d\theta + \int_{t'-t_n}^{t'} \exp(-i\omega'\theta) d\theta \times \right. \\ \left. \times \left[\int_0^{\theta} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \cdot \exp(p_1 \mu) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \mu}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta - \mu)}) \cdot \exp(p_2(\theta - \mu)) d\mu \right] \right]. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2): $\omega' = 2\pi f'$; $\delta = 2\pi d\nu$; $d\nu$ – полуширина спектральной линии; $p_{1,2} =$

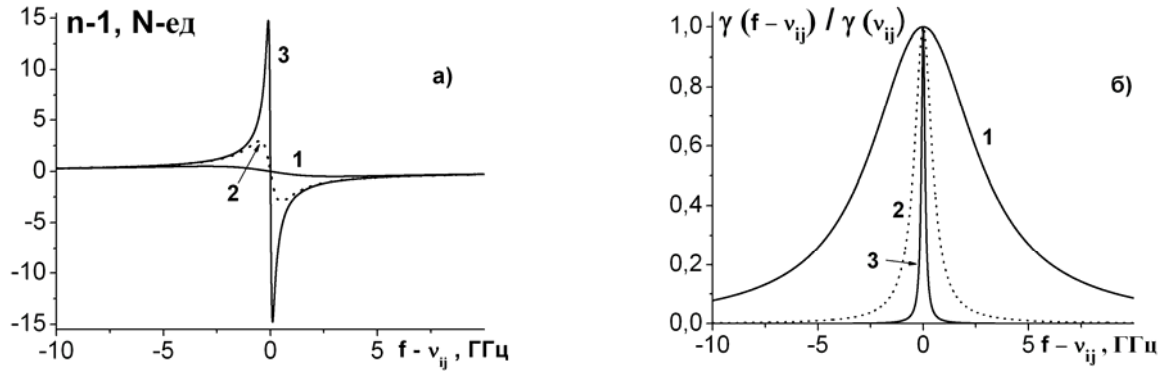


Рис.1. Влияние полуширины линии H_2O с $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц на частотный ход показателя преломления (а) и коэффициента поглощения (б) в окрестности резонансной частоты при $d\nu = 3,0$ (1); $0,5$ (2) и $0,1$ (3) ГГц.

$= -\delta \pm i\omega_1 = -\delta \pm \pm i\sqrt{\omega_{ij}^2 - \delta^2}$; $\delta_{1,2} = 0,5\tau\delta (1 \pm i\delta / \omega_1)$; $\omega_{ij} = 2\pi\nu_{ij}$; $\tau = \gamma(\nu_{ij})z$ и $\gamma(\nu_{ij})$ – оптическая глубина трассы и коэффициент поглощения (по мощности) среды на резонансной частоте; A_0 – начальная «высота» импульса; $t_{и}$ – его длительности; $t' = t - z/c$; z – длина трассы; t – время; c – скорость света; $J_1(x)$ – функция Бесселя.

Рисунок 1 иллюстрирует характер изменений в частотном ходе показателя преломления (в N – единицах) и коэффициента поглощения в окрестности резонансной частоты при изме-

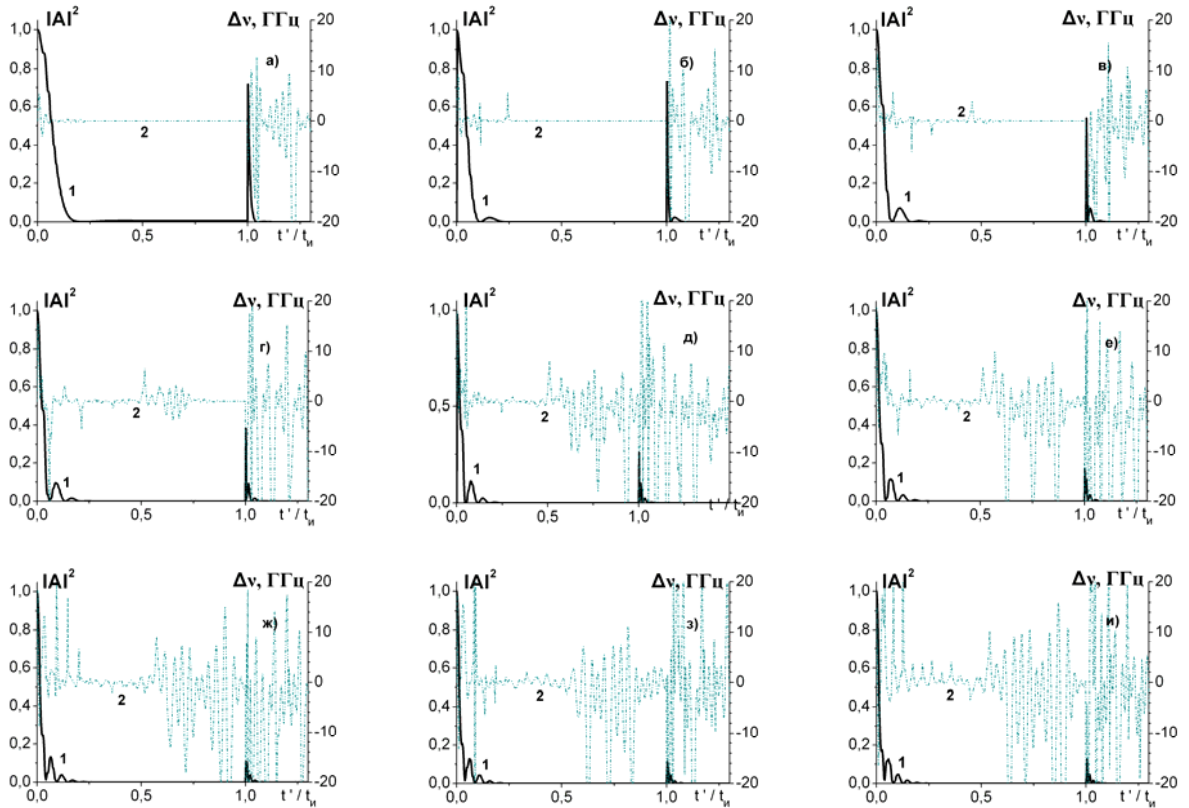


Рис.2. Огибающая (кривые 1) и приращение мгновенной частоты (кривые 2) сверхкороткого радиоимпульса при $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $d\nu = 3,0$ ГГц; $f' = 183,36$ ГГц; $t_{и} = 1$ нс и $\tau = 5$ (а); 10 (б); 20 (в); 30 (г); 40 (д); 50 (е); 60 (ж); 70 (з); 80 (и).

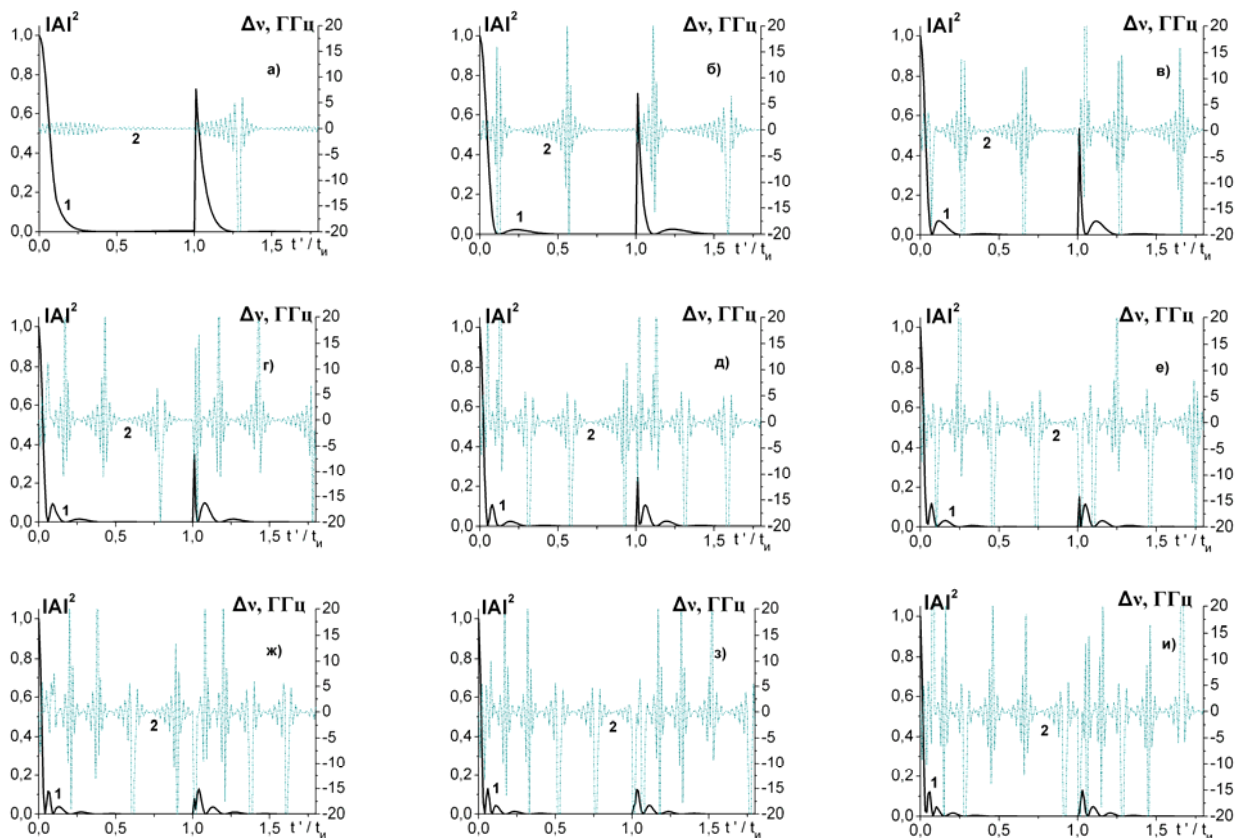


Рис.3. То же, что и на рис.2, при $d\nu = 0,5$ ГГц.

нении полуширины линии и постоянной объемной плотности поглощающих молекул в среде. Кривым 1 здесь соответствуют нормальные атмосферные условия. Уменьшение полуширины линии, что в земной атмосфере равносильно удалению трассы от поверхности, приводит, с одной стороны, к возрастанию модуля показателя преломления и его частотной производной на всей оси частот и, с другой, к сужению частотного интервала с относительно большими величинами коэффициента поглощения. Это означает, что при вариациях параметра $d\nu$ и при прочих равных условиях будут изменяться относительные вклады в искажения огибающей эффекта дисперсии фазовой скорости и эффекта дисперсии коэффициента поглощения. Соответственно, будет изменяться и характер искажений импульса.

Примеры эволюции огибающей прямоугольного импульса с монохроматическим заполнением, определяемой соотношениями (1) и (2), приведены на ри.2-4 (кривые 1). Здесь же приведены кривые 2, изображающие эволюцию временного хода приращения мгновенной частоты излучения

$$\Delta\nu(\tau; t') = \frac{1}{2\pi} \frac{-\text{Im} A (\partial \text{Re} A / \partial t') + \text{Re} A (\partial \text{Im} A / \partial t')}{(\text{Re} A)^2 + (\text{Im} A)^2}, \text{ ГГц} \quad (3)$$

в пределах текущей длительности деформированного импульса.

Наиболее выраженной особенностью искажений прямоугольного импульса на рис.2-4 является достаточно быстрая трансформация его первоначально прямоугольной огибающей в совокупность двух подимпульсов значительно меньшей длительности. Первый из них всегда находится вблизи $t' = 0$, второй – вблизи $t' = t_н$. Высота второго подимпульса определяется как длиной трассы (величиной τ), так и величиной $d\nu$. На приповерхностной трассе (рис.2) и при $\tau \ll 1$ второй подимпульс значительно ниже первого, а в его окрестности поле практически отсутствует. В этом случае преобладает эффект дисперсии поглощения. Если же $d\nu = 0,1$ ГГц (рис.3), второй подимпульс на рис.3 по высоте остается сопоставимым с пер-

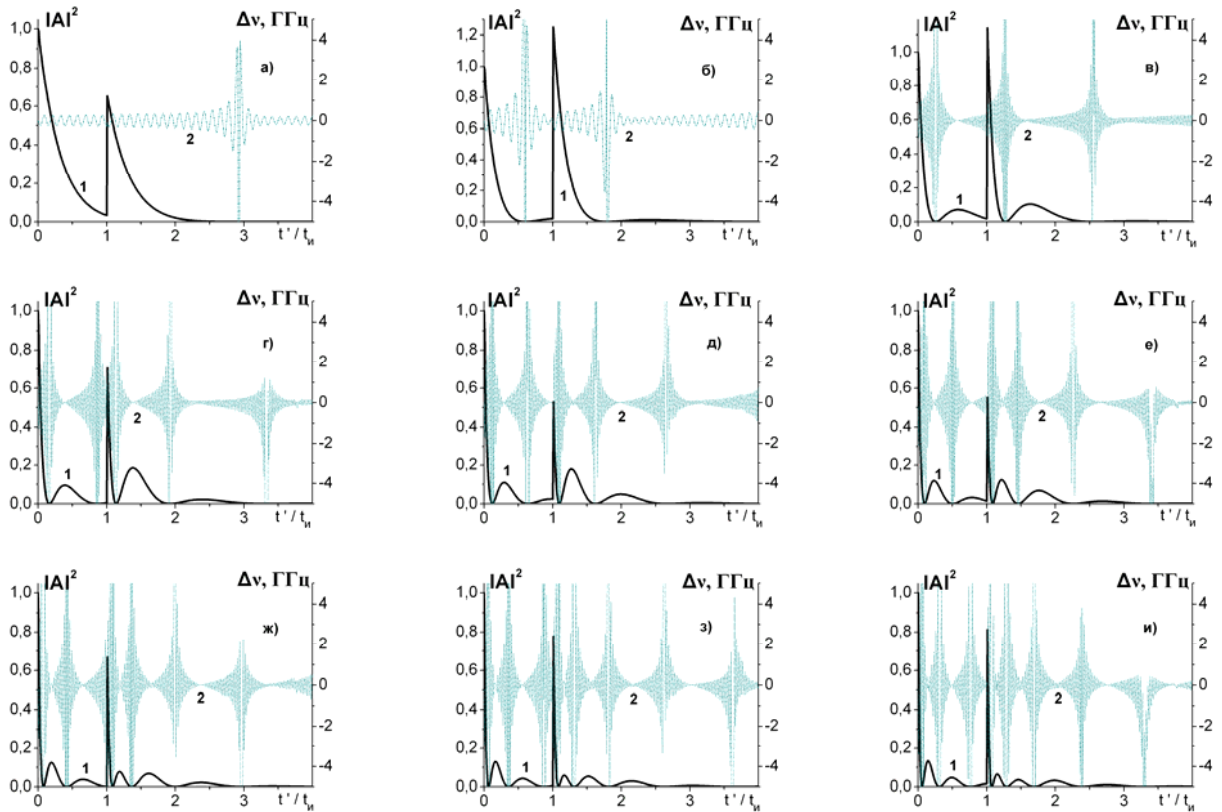


Рис.4. То же, что и на рис.2, при $d\nu = 0,1$ ГГц.

вым, а импульс в целом заметно растягивается по временной оси с образованием вторичных максимумов поля. Иначе, формирование текущей огибающей теперь происходит преимущественно из-за действия эффекта дисперсии фазовой скорости. Что касается кривых 2 на рис.2-4, то их сопоставление с кривыми 1 показывает, что локальным максимумам огибающей соответствуют близкие к нулю значения приращения $d\nu$. Это означает, что текущую энергию распространяющегося квазимонохроматического импульса формируют гармоники, принадлежащие главному максимуму его энергетического спектра.

Литература

1. Qi J., Shihvola A. Truncation effect on precursor field structure of pulse propagation in dispersive media. //Progress In Electromagnetic Research B. 2009. V.14. P.69-86.
2. Pinhasi Y., Yahalom A., Pinhasi G.A. Propagation analysis of ultrashort pulses in resonant dielectric media. //J.Opt.Soc.Amer.B. 2009. V.26. No.12. P.2404-2413.
3. Cartwright N.A. Electromagnetic plane-wave pulse transmission into a Lorentz half-space. //J.Opt.Soc.Amer.A. 2011. V.28.No.12. P.2647-2654.
4. Бухман Н.С. Об искажении короткого квазимонохроматического сигнала в резонансно-поглощающей среде. //Радиотехника и электроника. 2007. Т.52. № 5. С.593-604.
5. Стрелков Г.М. О распространении сверхкороткого радиоимпульса в резонансно-поглощающей атмосфере. //Радиотехника и электроника. 2013. Т.58. № 10. С.1094-1103.
6. Стрелков Г.М. Распространение сверхкороткого электромагнитного импульса в среде с аномальной дисперсией. //Доклады РАН. 2008. Т.419. № 4. С.478-482.

Г.М.Стрелков, Деркач О.Г.

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ФОРМЕ ОГИБАЮЩЕЙ ЧАСТОТНО- МОДУЛИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

На примерах прямоугольных радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией, линейно-гармонической частотной модуляцией, гармонической частотной модуляцией и нелинейно-симметричной частотной модуляцией показано, что по прохождении достаточно протяженной трассы в холодной плазменной среде текущая огибающая импульса постепенно принимает вид его обращенного по частоте энергетического спектра.

Радиоимпульс, распространяющийся в плазменной среде, претерпевает дисперсионные искажения. Для практических приложений представляют интерес импульсы с различными начальными характеристиками, включая их начальную форму, длительность и т.д. Согласно многочисленным публикациям, вариации начальных характеристик могут приводить к значительным изменениям самого характера деформации импульса. Возникает вопрос: имеются ли общие закономерности искажений импульсов или, иначе, в какой степени закономерности искажений того или иного конкретного импульса можно предугадать по его математической модели? В докладе для ряда импульсов с одинаковой начальной прямоугольной формой и разными законами частотной модуляции приведены данные, показывающие, что при заметных различиях в характере текущих искажений огибающая распространяющегося импульса по мере увеличения длины трассы z постепенно принимает вид его энергетического спектра, обращенного по частоте. Анализ выполнен на основе общего решения задачи о распространении электромагнитного импульса в плазменной среде, которое получено непосредственно во временной области и имеет вид [1]:

$$A(TEC; t') = A(0; t') - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-(\nu_{эф} + i\omega')\theta) A(0; t' - \theta) d\theta. \quad (1)$$

Здесь $A(0; t')$ – огибающая излучаемого импульса; $t' = t - z/c$; t – время; z – длина трассы; c – скорость света; $\delta = \delta(TEC) = 31,81 \cdot 10^2 \cdot TEC / (2c)$; $TEC = \int_0^z N_e dz$ – интегральная электронная концентрация трассы (м^{-2}); N_e – электронная концентрация (м^{-3}); $\nu_{эф}$ – эффективная частота соударений (с^{-1}); $\omega' = 2\pi f'$; f' – несущая частота.

Ниже приведены три примера искажений прямоугольного частотно-модулированного импульса в холодной плазменной среде. Изменение во времени мгновенной частоты ν для них описывается единым выражением

$$\nu(t) = f' + \Delta\nu(t) = f' + \Delta f(-0,5 + t/t_{и}) + C_m \cdot \text{Sin}(2\pi Nt/t_{и}), \quad (2)$$

где $t_{и}$ – длительность импульса; $\Delta\nu(t)$ – приращение мгновенной частоты; Δf – приращение линейной составляющей ν на интервале $t_{и}$ (девиация частоты); C_m – амплитуда гармонической составляющей ν ; параметр N определяет кратность длительности импульса периоду гармонической составляющей. Формула (2) определяет импульс со смешанной линейно-гармонической модуляцией частоты (ЛГЧМ-импульс); при $\Delta f \neq 0$ и $C_m = 0$ – ЛЧМ-импульс и при $\Delta f = 0$ и $C_m > 0$ – импульс с гармонической модуляцией частоты (ГЧМ-импульс).

На рис. 1а-3а совместно изображены квадраты текущих огибающих $|A|^2$ (кривые 1) указанных импульсов (иначе, распределение энергии импульсов во времени) и соответствующую

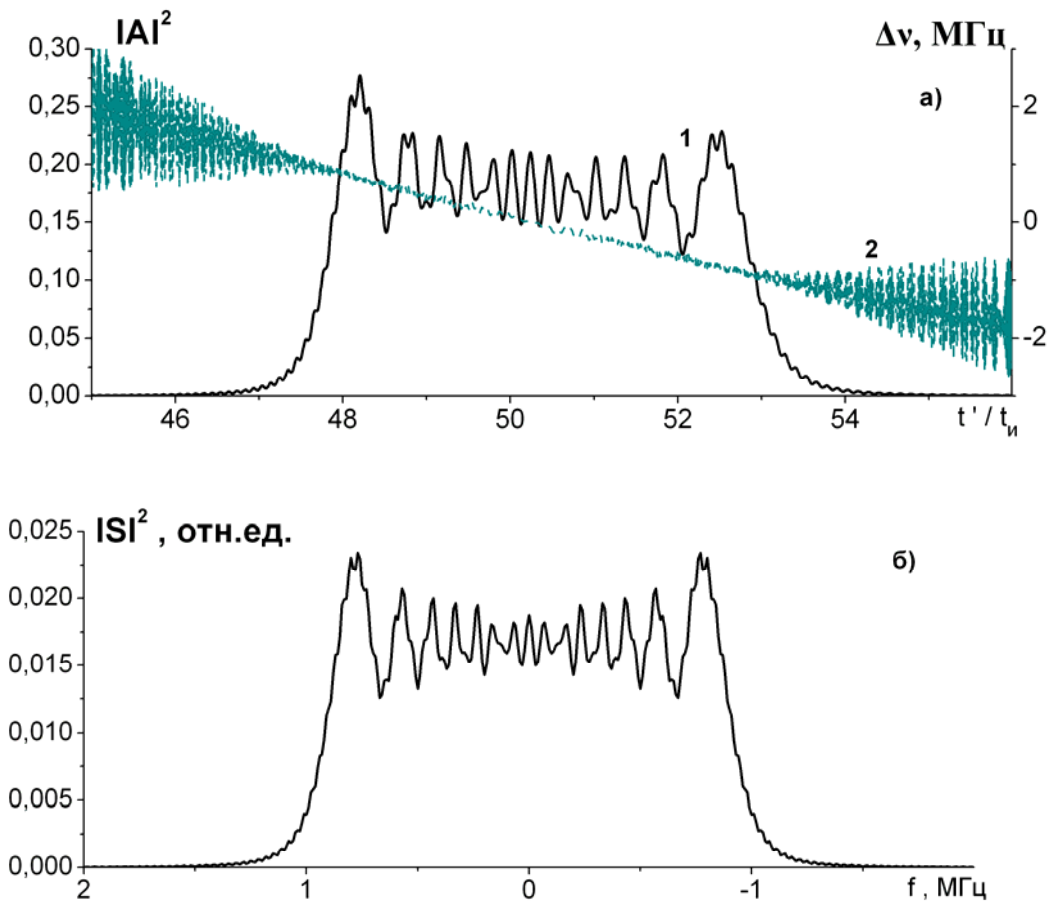


Рис.1. Деформированный ЛЧМ-импульс (а) ($v_{эф} = 0$; $t_n = 3 \cdot 10^{-5}$ с; $f' = 30$ МГц; $\Delta f = 2$ МГц; $TEC = 2 \cdot 10^{19}$ м⁻²) и его начальный энергетический спектр (б).
ющие приращения мгновенной частоты $\Delta \nu$ (кривые 2)

$$\Delta \nu(TEC; t') = \frac{1}{2\pi} \frac{-\text{Im} A(\partial \text{Re} A / \partial t') + \text{Re} A(\partial \text{Im} A / \partial t')}{(\text{Re} A)^2 + (\text{Im} A)^2} \quad (3)$$

при значениях параметров, приведенных в подписях. Аналогично, на рис.1б-3б изображены энергетические спектры $|S(f)|^2 = \left| \int_0^{t_n} A(0; t) \exp(-i 2\pi f t) dt \right|^2$ начальных огибающих указанных импульсов. Во всех случаях запаздывание импульса в десятки раз превышает его начальную длительность, а его текущая энергия $E_n(TEC; t') = \int_0^{\infty} |A(TEC; t')|^2 dt'$ остается неизменной, поскольку оптическая глубина трассы при $v_{эф} = 0$ тождественно равна нулю на всех частотах. Обратим также внимание, что пределах текущей длительности импульсов приращение мгновенной частоты убывает по закону, близкому к линейному.

Непосредственное сопоставление кривых $|A|^2$ и $|S|^2$ на каждом из рисунков 1 – 3 позволяет утверждать, что их вид практически совпадает. Дальнейшее увеличение TEC сопровождается уширением и одновременным смещением вправо по временной оси кривых $|A|^2$, но их вид **остается неизменным**. Далее, если абстрагироваться от обозначений величин, откладываемых на рис.1а-3а и 1б-3б по осям, то можно сделать вывод, что в каждом случае на них изображена одна и та же кривая, в одном из своих двух вариантов, может быть, несколько

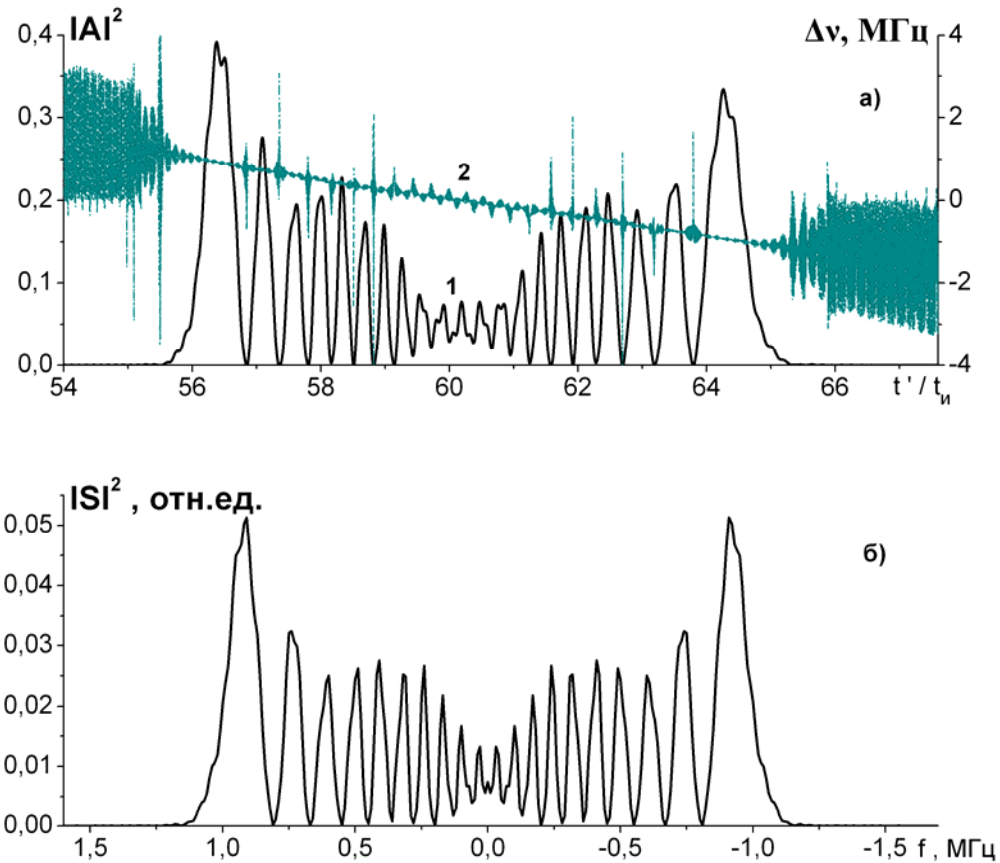


Рис.2. Деформированный ГЧМ-импульс (а) ($v_{\text{эф}} = 0$; $t_n = 3 \cdot 10^{-5}$ с; $f' = 30$ МГц; $N = 1$;

$C_m = 1$ МГц; $TEC = 1,2 \cdot 10^{19}$ м⁻²) и начальный энергетический спектр (б).

деформированная. При этом физическое содержание и способы получения обсуждаемых кривых различны и совершенно не пересекаются. Заметим, что аналогичные выводы были сделаны в рамках анализа искажений прямоугольного импульса с нелинейно-симметричной частотной модуляцией [2].

В целом полученный результат позволяет сформулировать основную особенность дисперсионных искажений частотно-модулированного импульса в бесстолкновительной плазменной среде: с увеличением TEC трассы его огибающая стремится принять вид энергетического спектра излучаемого импульса. Такой результат и следовало ожидать. В самом деле, группа гармоник, принадлежащая частотному интервалу df , центрированному вблизи частоты $f + f'$, переносит долю энергии импульса, равную $|S(f)|^2 df$. Скорость распространения групп гармоник и, следовательно, скорость переноса ими долей энергии увеличиваются вместе с f . Поэтому начиная с некоторых значений TEC группы гармоник следуют по трассе в порядке убывания их центральной частоты. Именно этот аспект процесса деформации частотно-модулированных импульсов в плазменной среде иллюстрируют кривые 2 на рис.1а-3а. Можно также видеть, что в пределах текущей длительности импульсов на рис. 1а-3а приращение мгновенной частоты находится в пределах ± 1 МГц. Это означает, что, как и должно быть, деформированный импульс формируется гармониками принадлежащими частотному интервалу от $f' - \Delta f / 2$ до $f' + \Delta f / 2$.

Огибающие импульсов на рис.1а-3а имеют еще одну особенность. Она заключается в том, что высокочастотный максимум у каждой из них несколько выше низкочастотного максимума. Такое различие в высотах максимумов непосредственно следует из спектральных представлений. Действительно, при одинаковой ширине формирующих максимумы интер-

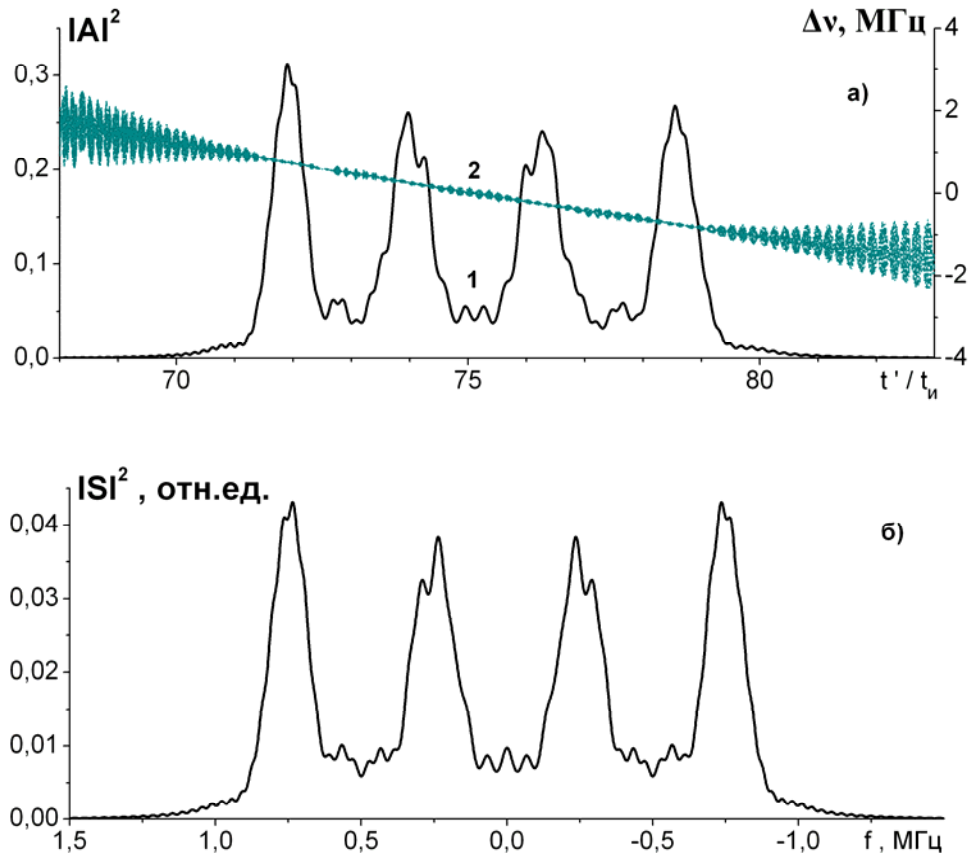


Рис.3. Деформированный ЛГЧМ-импульс (а) ($v_{эф} = 0$; $t_n = 3 \cdot 10^{-5}$ с; $f' = 30$ МГц; $\Delta f = 2$ МГц; $N = 1$; $C_m = 0,08$ МГц; $TEC = 1,5 \cdot 10^{19}$ м⁻²) и начальный энергетический спектр (б).

валов df «расплывание» максимумов в процессе распространения при прочих равных условиях будет проявляться тем заметнее, чем меньше несущая частота, при которой интервал центрирован. Это следует из характера частотного хода скорости распространения гармоник в плазме, согласно которому с уменьшением несущей интервалу df соответствует все больший интервал значений скорости распространения формирующих его гармоник. С переходом к столкновительной плазме различие между высотами высокочастотного и низкочастотного максимумов увеличивается вследствие дисперсии поглощения. Если, в свою очередь, от прямоугольного импульса перейти к трапецеидальному импульсу с более высоким передним фронтом, указанное различие между высотами можно устранить. Величины TEC , для которых построены огибающие на рис.1а-3а, характерны для межпланетных трасс. Уменьшение несущей частоты и/или длительности импульса приводит в рамках рассматриваемой задачи к величинам TEC , характеризующих ионосферные трассы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме. //Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. № 9. С.1094-1103
2. Стрелков Г.М., Деркач О.Г. О дисперсионных искажениях радиоимпульса с симметрично-нелинейной частотной модуляцией при распространении в плазменной среде. //Региональная XVIII конференция по распространению радиоволн. СПб: 2012. СПб: СПбГУ. 2012. С.102-105.

В.Д. Терещенко, Ю.А. Шаповалова

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Мурманск

На основе решения линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики рассмотрено совместное влияние магнитного поля и гравитации на генерацию и распространение магнитогидродинамических (МГД) волн в ионизированной электропроводящей изотермической атмосфере.

Введение. Задача генерации и распространения магнито-акустико-гравитационных волн (МАГВ) в сжимаемой проводящей изотермической атмосфере, находящейся в магнитном и гравитационном полях, решалась неоднократно (см., например, [1-4]). Однако простых аналитических выражений для спектра собственных колебаний среды не было получено. В [5] нами была решена эта задача для случая, когда скорость звука в среде c_s значительно больше скорости волны Альвена V_A . Ниже получено дисперсионное соотношение без этого ограничения и исследовано влияние магнитного поля и гравитации на распространение МГД волн в нижней ионосфере Земли.

Основные уравнения. Для решения поставленной задачи используем систему линеаризованных уравнений непрерывности массы, движения, энергии и индукции для слабоионизированной плазмы, находящейся в постоянных магнитном и гравитационном полях [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho_0 \mathbf{v}) &= 0, & \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla p - \rho \mathbf{g} + 2\rho_0 \sin \Phi [\Omega \times \mathbf{v}] - \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0] &= 0, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla p_0 &= c_s^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \rho_0 \right), & \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - [\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0)] - \frac{c^2}{4\pi \sigma} \Delta \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ, p, \mathbf{v} и \mathbf{B} – соответственно возмущения плотности, давления, скорости и магнитного поля от некоторых средних (фоновых) значений; индексом ноль обозначены средние значения соответствующих величин; \mathbf{g} – ускорение силы тяжести; Ω – угловая скорость вращения Земли; Φ – географическая широта; $c_s = \sqrt{\gamma g H}$ – адиабатическая скорость звука; γ – отношение удельных теплоёмкостей; $H = RT/g$ – приведенная высота однородной атмосферы; R – универсальная газовая постоянная; T – температура по Кельвину; c – скорость света в вакууме; σ – статистическая электропроводность или проводимость плазмы; ∇ и Δ – дифференциальные операторы Гамильтона и Лапласа. Члены системы уравнений (1), связанные с Ω и $\Delta \mathbf{B}$, соответственно отражают в волновых возмущениях действия силы Кориолиса (влияние вращения Земли) и эффекта Холла (ток в ионосфере течёт не только вдоль электрического поля, но и поперёк него).

Возьмём прямоугольную систему координат, в которой оси x и y направлены горизонтально, а ось z направлена вертикально вверх, противоположно \mathbf{g} . Пусть вектор магнитной поля \mathbf{B}_0 лежит в плоскости (x, z) , т.е. $\mathbf{B}_0 = [B_{0x}, 0, B_{0z}]$. В дальнейшем полагаем, что $T = \text{const}$. Плотность ρ_0 и давление p_0 связаны уравнением гидростатического приближения $\partial p_0 / \partial z = -\rho_0 g = -p_0 / H$.

Рассматривая колебания ионосферы в виде простых плоских волн $\exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$ (ω – частота, \mathbf{k} – волновой вектор), традиционным способом из системы уравнений (1) получим дисперсионное уравнение:

$$(\omega^2 - \dot{\omega}_A^2 \cos^2 \vartheta)(\omega^4 - \omega^2 B + C) - 4\omega^2 \Omega^2 \sin^2 \Phi (\omega^2 - D) = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} B &= \dot{\omega}_A^2 + \omega_s^2 (1 - i \cos \varphi / kH), & C &= N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi + \dot{\omega}_A^2 \omega_s^2 \cos \vartheta (\cos \vartheta - i \cos \eta / kH), \\ D &= \dot{\omega}_A^2 [\cos^2 \varphi - \cos \vartheta \cos(\varphi + \eta)] + \omega_s^2 \cos \varphi (\cos \varphi - i / kH). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\dot{\omega}_A^2 = \omega_A^2 / (1 + ik^2 L^2)$, $L = c / \sqrt{4\pi\sigma\omega}$, – глубина просачивания возмущения магнитного поля в плазму; $\omega_A^2 = k^2 V_A^2$, $\omega_s^2 = k^2 c_s^2$, $N^2 = (g^2 / c_s^2 + (g/\rho) \partial \rho / z) = g(1 - 1/\gamma) / H = (g^2 / c_s^2)(\gamma - 1)$, – квадраты частот МГД волн, звука и Брента-Вайсяля соответственно; $V_A^2 = B_0^2 / 4\pi\rho_0$ – квадрат альвеновской скорости, φ – угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{g} , η – угол между геомагнитным полем \mathbf{B}_0 и \mathbf{g} , ϑ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 .

Выражение (2) является уравнением третьего порядка относительно ω^2 . Это означает, что имеется три корня для ω^2 , соответствующих трём различным модам распространения магнитогидродинамических волн. Так как уравнение содержит мнимые слагаемые, то корни его будут комплексными величинами, что означает существование волн с экспоненциально нарастающей или убывающей амплитудой. Вещественные слагаемые дисперсионного уравнения определяют спектр частот собственных колебаний среды, а мнимая часть совместно с вещественной частью позволяет найти декремент затухания или инкремент нарастания соответствующих колебаний.

Если пренебречь действием силы Кориолиса, то уравнение (2) превращается в два независимых дисперсионных соотношения. Первое из них описывает распространение в ионосфере поперечных волн Альвена с фазовой скоростью $v_\phi = V_A \cos \vartheta$ и декрементом затухания $\alpha = k^2 c^2 \cos \vartheta / 8\pi\sigma$. Эти волны достаточно хорошо изучены [6]. Второе соотношение является дисперсионным уравнением для ускоренных и замедленных МГД волн. Непосредственный анализ этого уравнения довольно трудная задача, поэтому его необходимо упростить.

После ряда преобразований, таких как сделаны в работе [5], дисперсионное уравнение для МГД волн в приближении идеальной проводимости ($\sigma \rightarrow \infty$) приводится к виду:

$$\Lambda(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re } \Lambda(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im } \Lambda(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \text{Re } \Lambda(\omega, \mathbf{k}) &= \omega^4 - \omega^2 (\omega_A^2 + \omega_s^2 + N_a^2 - N_A^2) + N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi + (\omega_A^2 - N_A^2) (\omega_s^2 \cos^2 \vartheta + N_a^2 \cos^2 \eta), \\ \text{Im } \Lambda(\omega, \mathbf{k}) &= -k \cos \varphi V_A^2 (\omega^2 - \omega_s^2 \cos^2 \vartheta - N_a^2 \cos^2 \eta) / H, \end{aligned} \quad (5)$$

$N_a = c_s / 2H$ и $N_A = V_A / 2H$ – предельные акустическая и альвеновская частоты, k – вещественное волновое число. При этом амплитуда возмущений определяется следующим выражением: $\Phi = \exp(z/2H) \exp i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$, т.е. возрастает с увеличением высоты z .

Из мнимого слагаемого уравнения (4) следует, что в земной изотермической атмосфере волновые возмущения в горизонтальном направлении ($\mathbf{k} \perp \mathbf{g}$) распространяются без затухания. В других направлениях совместное действие магнитного поля ($V_A \neq 0$) и гравитации ($g \neq 0$) приводит к появлению бесстолкновительного затухания МГД волн. При этом звуковая мода распространяется без затухания.

Если магнитное поле отсутствует, т.е. $\omega_A = 0$, то (2) переходит в известное дисперсионное уравнение для АГВ [1]:

$$\omega_s^2 \sin^2 \varphi (\omega^2 - N^2) = (\omega^2 - 4\omega^2 \Omega^2 \sin^2 \Phi) (\omega^2 - \omega_s^2 \cos^2 \varphi - N_a^2). \quad (6)$$

Фазовые поляры. Дисперсионное уравнение (5), выраженное через фазовую скорость МГД волн $v_\phi = \omega/k$, можно представить в виде

$$v_\phi^4 - v_{ma}^2 v_\phi^2 + v_{ma}^2 v_{mag}^2 = 0, \quad (7)$$

где $v_{ma}^2 = c_s^2(1 + 1/4k^2 H^2) + \tilde{V}_A^2$, $v_{mag}^2 = \{c_s^2 N^2 \sin^2 \varphi / k^2 + c_s^2 \tilde{V}_A^2 (\cos^2 \vartheta + \cos^2 \eta / 4k^2 H^2)\} / v_{ma}^2$. (8)

Решая его относительно фазовой скорости, найдём $v_{\phi 1,2}^2 = \frac{1}{2} v_{ma}^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - 4v_{mag}^2 / v_{ma}^2}\right)$, где знак "плюс" соответствует ускоренным магнитогиродинамическим волнам, а знак "минус" – замедленным волнам. В частном случае $k = 1/(2H)$, т.е. $\tilde{V}_A = 0$, соотношение (7) переходит в дисперсионное уравнение для АГВ, фазовая скорость которых определяется выражением: $v_{\phi 1,2} = c_s \left[1 \pm \sqrt{1 - 4(\gamma - 1) \sin^2 \varphi / \gamma^2}\right]^{1/2}$.

Видно, что фазовая скорость волн, возбуждаемых в атмосфере, зависит от скорости звука c_s , отношения удельных теплоемкостей γ и от угла между волновым вектором и силой тяжести φ . В свою очередь скорость звука зависит от температуры и массы молекул воздуха. Указанные параметры изменяются с высотой за счет изменения химического состава атмосферы. Так отношение теплоемкостей для области D ионосферы $\gamma = 1.4$, а в областях E и F значения γ соответственно будут равны 5/3 и 2.

Зависимости безразмерных скоростей $V_{\phi 1,2} = v_{\phi 1,2} / c_s$ от угла φ между \mathbf{k} и \mathbf{g} (фазовые поляры) представлена на рисунке 1 для трёх значений отношения удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4, 5/3$ и 2. Направление силы тяжести совпадает с осью абсцисс. Цифры около окружностей показывают значения безразмерной скорости.

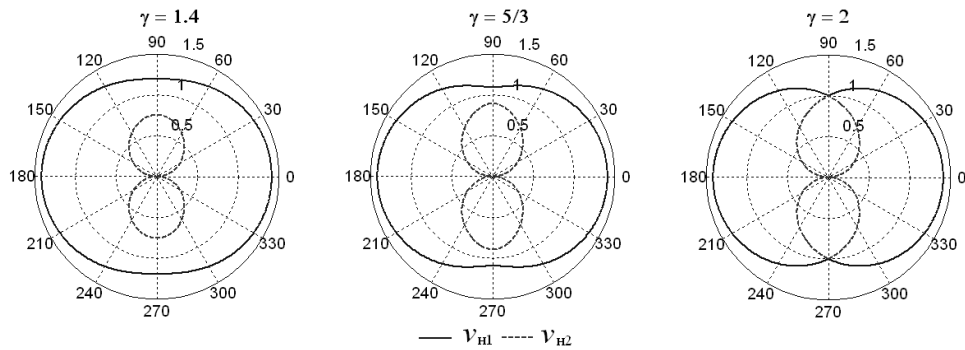


Рисунок 1 – Фазовые поляры для быстрой акустической (сплошная кривая) и медленной гравитационной (штриховая кривая) волн

Отметим, как непосредственно следует из формулы для $v_{\phi 1,2}$, при $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ фазовая скорость быстрой акустической волны является убывающей функцией φ , а фазовая скорость медленной гравитационной волны – возрастающей функцией φ , причем при $\varphi = 0$ фазовая скорость гравитационной волны равна нулю. При $\gamma = 2$ обе волны распространяются со скоростью звука в направлении, поперечном к силе тяжести.

Рисунок 2 показывает фазовые диаграммы для магнито-акустико-гравитационных волн, которые могут возбуждаться в E-области ионосферы на высоких широтах и геомагнитном экваторе. Из рисунка видно, что фазовые скорости рассматриваемых волн зависят от геомагнитных координат точки наблюдения, направления распространения волны и от гравитации. Наиболее сильно гравитация влияет на замедленные волны.

Дисперсионное уравнение (7) даёт следующие выражения для фазовой скорости замедленных волн: при распространении поперёк \mathbf{q} над полюсом $v_{\phi 2}^2 = c_s^2 (N^2 + N_A^2) / (\omega_s^2 + \omega_A^2)$

и над экватором $v_{\phi 2}^2 = c_s^2 (N^2 + \omega_A^2) / (\omega_s^2 + \omega_A^2)$. На промежуточных широтах при распространении вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0 возникают замедленные волны с фазовой скоростью $v_{\phi 2}^2 = c_s^2 (N^2 \sin^2 \varphi + \omega_A^2) / (\omega_s^2 + \omega_A^2)$, а при поперечном распространении – с фазовой скоростью $v_{\phi 2}^2 = c_s^2 (N^2 + \omega_A^2) \sin^2 \varphi / (\omega_s^2 + \omega_A^2)$. При отсутствии силы тяжести такие смешанные МГД волны не существуют.

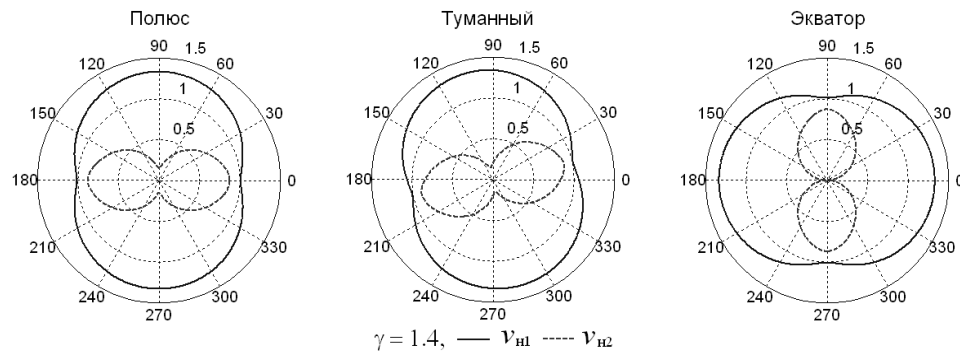


Рисунок 2 – То же, что и на рисунке 1, на высоте 130 км над геомагнитным полюсом, над Туманным и экватором

Заключение. На основе решения уравнений магнитной гидродинамики получено локальное дисперсионное соотношение для собственных низкочастотных колебаний частично ионизованного газа, находящегося в магнитном и гравитационном полях. Показано, что совместное действие магнитного поля и гравитации приводит к появлению бесстолкновительного затухания МГД волн, распространяющихся в направлениях, отличных от ортогонального направления к гравитационному полю. При этом возбуждаются новые типы смешанных МГД волн, скорости распространения которых зависят от ускорения силы тяжести.

Построены поляры и определены частоты и фазовые скорости атмосферных волн при произвольной ориентации волнового вектора, силы тяжести и магнитного поля. Показано, что тип низкочастотных колебаний возбуждаемых и распространяющихся в атмосфере Земли, зависит от геомагнитных координат точки наблюдения и направления распространения волны.

Литература

1. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
2. Хантадзе А.Г., Гвелесиани А.И., Джандиери Г.В. Малые колебания верхней атмосферы Земли // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №3. – С. 261-277.
3. Zhugzhda Y.D., Dzhililov N.S. Magneto-acoustic-gravity waves on the Sun. I. Exact solution for an oblique magnetic field // Astron. Astrophys. – 1984. – V. 132. – P. 45-51.
4. McLellan N.A., Winterberg F. Magneto-gravity waves and the heating of the Solar corona // Solar Phys. – 1968. – V. 4, N4. – P. 401-408.
5. Терещенко В.Д. Влияние магнитного поля и гравитации на волновые процессы в ионизированной атмосфере Земли // Труды XVIII региональной конференции по распространению радиоволн, Санкт-Петербург, 13 – 15 ноября 2012 г. Санкт-Петербург: ООУП физфака СПбГУ, 2012. – С. 45-48.
6. Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. – М.: Мир, 1967. – 260 с.

В.Д. Терещенко, Е.Б. Васильев, В.А. Терещенко, О.Ф. Оглоблина,
Ю.А. Шаповалова, С.М. Черняков

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПОСЛЕ ВЗРЫВА ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРИТА

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Мурманск

Представлены результаты наблюдений полярной нижней ионосферы методом частичных отражений радиоволн во время полёта и взрыва Челябинского метеорита 15 февраля 2013 г.

Введение. Волновые процессы от искусственных и естественных источников высокой энергии, развивающиеся в атмосфере Земли, играют важную роль в формировании структуры и динамики ионосферы [1]. Природа ионосферных волновых возмущений обычно отождествляется с распространением магнитогидродинамических (МГД) волн [2]. Удобным случаем выявления волновых возмущений, генерируемых при локализованном интенсивном воздействии на ионосферу, явился полёт и взрыв Челябинского метеорита [3]. Событие произошло утром 15 февраля 2013 года примерно в 03:20 UT. По расчётам Института динамики геосфер РАН космический объект, диаметром около 18 м и массой 11000 тонн, вошёл в атмосферу Земли со скоростью 18.3 км/с. Примерно через 32.5 с на высоте 30-50 км небесное тело разрушилось в окрестностях Челябинска (54.8 N, 61.1 E).

Разрушение представляло собой серию взрывов, первый из которых был самым мощным. Многочисленные видеозаписи показывают, что в момент взрыва происходило формирование мощных локальных вертикальных образований, связанных интенсивным нагревом в области взрыва.

Движение фрагментов метеороида сопровождалось ярким свечением (болид) и распространением ударных волн. Общее количество высвободившейся энергии составляло 440 килотонн в тротиловом эквиваленте. Движение и разрушение метеороида сопровождалось мощными акустическими, инфразвуковыми и сейсмическими возмущениями, которые были зарегистрированы наземными станциями. По оценкам сотрудников ИЗМИРАНа взрыв Челябинского болида спровоцировал возмущения концентрации электронов в слое F2 среднеширотной ионосферы.

В работах [4, 5] исследовались эффекты в атмосфере от взрыва Витимского болида большой массы на расстоянии в несколько тысяч километров от места его падения. В результате обнаружения акустико-гравитационных сигналов системой микробарографов в наземных условиях [5] и установкой частичных отражений на высотах полярной мезосферы и нижней термосферы [4] была подтверждена гипотеза о волноводном распространении инфразвука на большие расстояния. В [6] по данным метода частичных отражений, определены форма, амплитуда, период и скорость распространения ионосферных возмущений, генерируемых при падении двух болидов в Северной Скандинавии.

Ниже приведены результаты анализа ионосферных возмущений, обнаруженных по данным средневолнового радиолокатора ПГИ, расположенного в п. Туманный Мурманской области (69.1 N, 35.7 E) на расстоянии 2060 км от Челябинска.

Результаты измерений и анализ. На рисунке 1 приведены результаты измерений амплитуды отражений обыкновенной волны после взрыва Челябинского метеорита. Наблюдения демонстрируют наличие возмущений в нижней ионосфере на высотах 70-150 км. Отражения проявляются как два отчётливых слоя на высотах 70-100 км, и как вертикально-слоистая структура на высотах 110-150 км. По данным спутника GOES (<http://www.swpc.noaa.gov/>), в период наблюдений с 14 по 16 февраля вспышечная активность Солнца была слабой (класс В). Межпланетное магнитное поле, потоки протонов

и электронов в конце 14, весь день 15 и в первой половине 16 февраля были типичными для спокойных условий.

В соответствии с используемой теорией, которая считает, что частичное отражение происходит от неоднородностей электронной концентрации $\Delta N/N$, эти измерения позволяют оценить частоту колебаний концентрации электронов в нижней ионосфере.

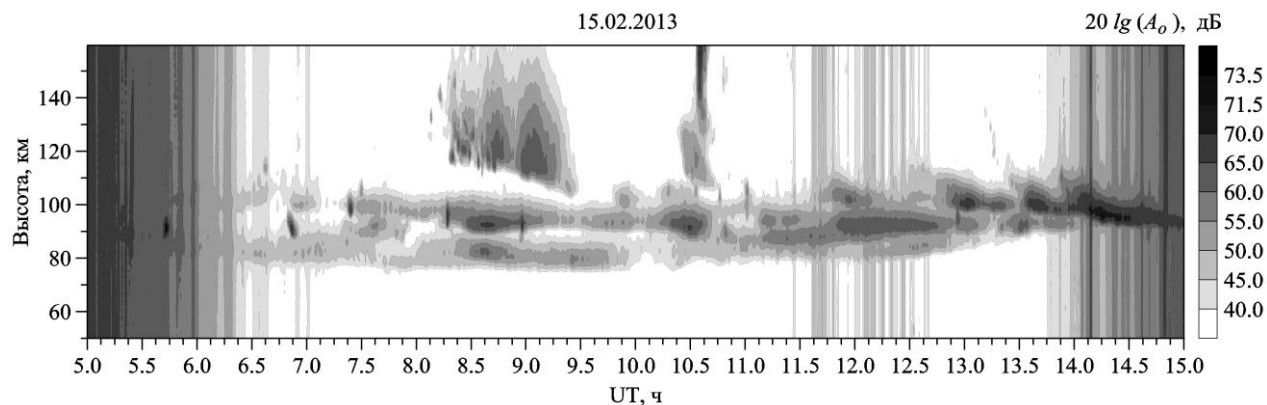


Рисунок 1 – Амплитуда отражений обыкновенной волны на частоте 2.54 МГц

На рисунке видно, что в области E происходят волновые движения с периодами около 10 и 20 мин. Эти значения соответствуют периодам флуктуаций амплитуды радишума и полного электронного содержания в нижней ионосфере во время падений Витимского болида в сентябре 2002 г. [4] и двух Скандинавских болидов в январе 2004 г. и в июне 2006 г. [6]. Такое совпадение позволяет утверждать, что наблюдаемые квазиволновые возмущения амплитуд отражений связаны с взрывом метеорита.

Если полагать, что возмущения распространяются по ионосфере вдоль дуги большого круга, то скорость их движения будет 110 м/с. Это значение в 2-2.5 раза ниже, чем расчётные скорости распространения медленных МГД волн на радиотрассе Челябинск – Туманный. Колебания концентрации электронов в области F2 ионосферы были зафиксированы через 5.5 часов после взрыва на ионосферной станции в Екатеринбурге, через 6 часов — в Ростове-на-Дону, через 6.5 часов — в Тромсе и через 7 часов — в Москве. Механизмы генерации и переноса таких возмущений пока непонятны.

На рисунке 2 представлены высотные профили электронной концентрации с усреднением 15 мин во время сильных изменений структуры нижней ионосферы.

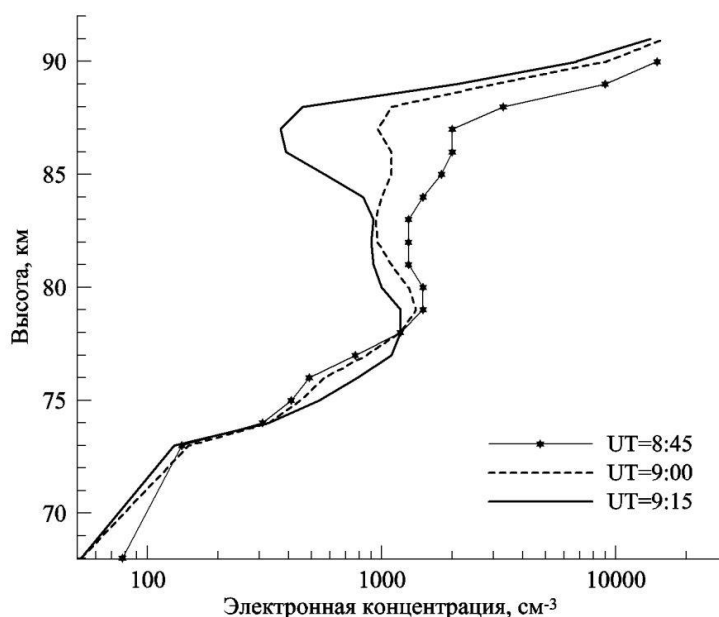


Рисунок 2 – Высотный профиль концентрации электронов после взрыва метеорита

Профили демонстрируют горизонтально-слоистое распределение электронной концентрации в D-области и её изменения во времени. Максимальная концентрация электронов на высоте 80 км равна $1.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и на порядок выше – на высоте 90 км. Похожее распределение концентрации электронов наблюдалось во время сильных солнечных вспышек класса M [7].

На рисунке 3 показаны результаты регистрации амплитуды радишума необыкновенной поляризации, её вейвлет-преобразование и Фурье-спектр.

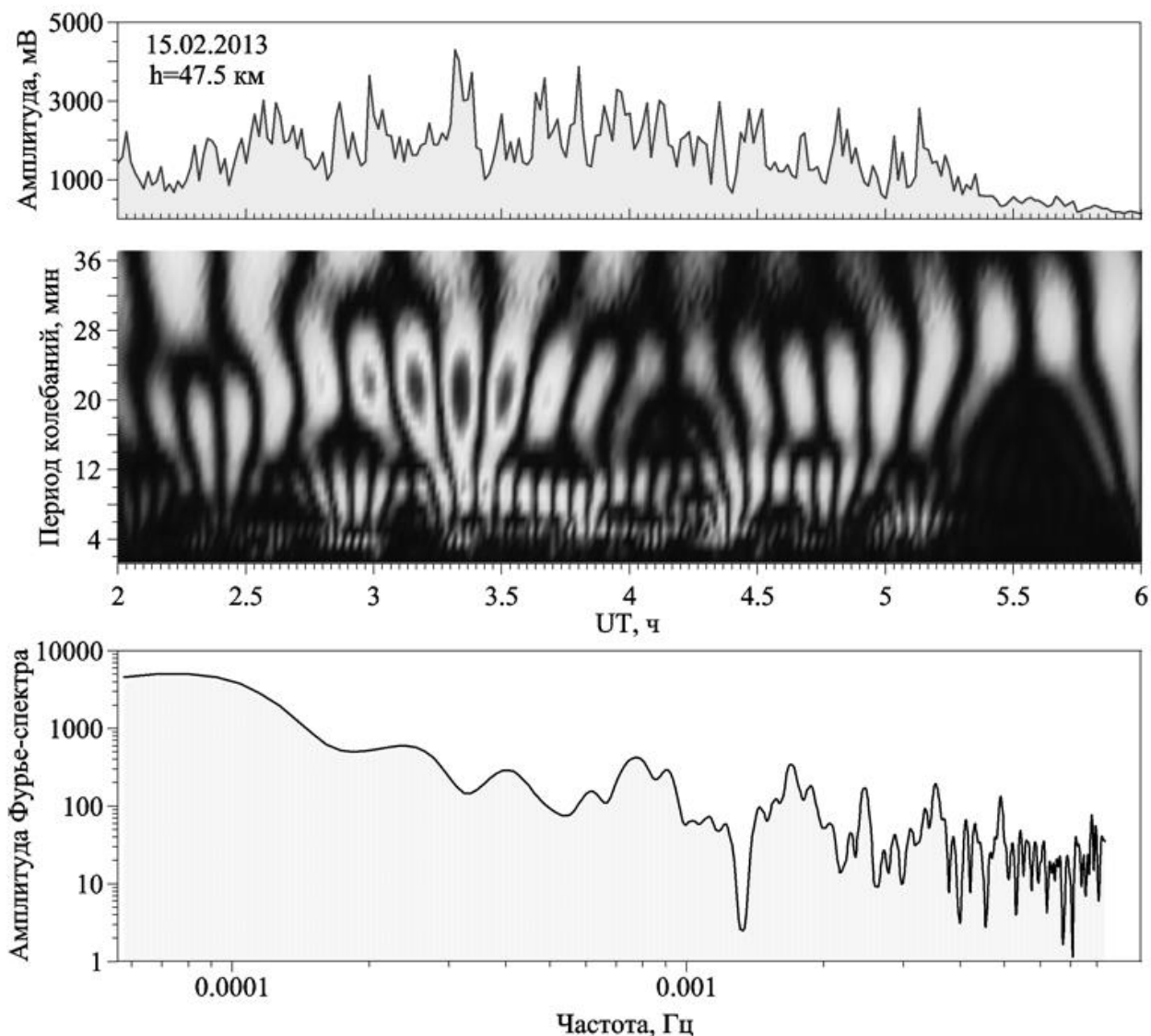


Рисунок 3 – Временной ход амплитуды радишума необыкновенной поляризации на частоте 2.54 МГц и её вейвлет- и Фурье-преобразование. Время усреднения данных 1 мин

Первое значительное возмущение амплитуды радишума произошло сразу после взрыва метеорита в 3:20 UT. Затем были ещё четыре всплеска амплитуды N-образной формы в 3:45, 4:18, 4:48 и 5:06 UT. Эти сигналы, по-видимому, соответствуют приходу электромагнитных, медленных магнитогидродинамических и инфразвуковых волн из эпицентра события.

Самому интенсивному сигналу соответствуют волновые возмущения с периодами 3-5, 7-10 и 20-25 мин (рисунок 3). Такие периоды характерны для инфразвуковых и медленных магнитогидродинамических волн. Однако со скоростью света эти волны распространяться не могут. Объяснить их появление в месте приёма можно, если допустить, что помехи

радиоприёму, создаваемые электромагнитными волнами, прошли через область атмосферы, возмущённую взрывом метеорита, и испытали на себе воздействие этого возмущения.

Во время регистрации последующих четырёх сигналов в спектрах амплитуд радишума наблюдались колебания с периодами 5, 7, 10 и 23 мин. В предположении, что возмущения распространяются вдоль дуги большого круга по ионосфере, скорости их распространения, с учётом временной задержки, будут равны 1400, 560, 400 и 320 м/с. Такие скорости вполне согласуются со скоростями медленных магнитогидродинамических и инфразвуковых волн.

Заключение. На основе анализа данных МЧО впервые показано, что ионосферные возмущения, вызванные взрывом Челябинского метеорита, передаются из средних широт в высокие с помощью радиоволн, мешающих приёму средневолнового излучения.

Определена структура областей D и E полярной ионосферы, периоды и скорости медленных МГД и инфразвуковых волн, вызванных полётом и взрывом Челябинского метеорита.

Результаты данной работы позволяют сделать вывод: до сих пор остаются неопределёнными механизмы генерации и переноса возмущений в атмосфере и нижней ионосфере. Поэтому необходимо увеличивать объём наблюдений, особенно в высоких широтах, и вести поиск повторяющихся закономерностей, как во время естественных возмущений, так и при проведении контролируемых экспериментов.

Литература

1. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
2. Сорокин В.М., Федорович Г.В., Ферберг В.А., Шашунькина В.М., Юдович Л.А. Ионосферные эффекты падения "Скайлэб" // Ионосферное прогнозирование. – М.: Наука, 1982. – С. 138-143.
3. Brown P. A Preliminary Report on the Chelyabinsk Fireball/Airburst // WGN, the Journal of the International Meteor Organization, 2013. – 41:1, 22.
4. Терещенко В.Д., Оглоблина О.Ф., Терещенко В.А. О наблюдении волновых возмущений в полярной ионосфере во время взрыва Витимского метеорита // Регион. IX конф. по распространению радиоволн. Тез. докл. СПб, 2003. – СПб: НИИРФ СПбГУ, 2003 – С. 64-65.
5. Шумилов О.И., Касаткина Е.А., Терещенко В.Д., Куличков С.Н., Васильев А.Н. Регистрация инфразвука от Витимского болида 24 сентября 2002 г // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77, вып. 2. – С. 121-123.
6. Терещенко В.Д., Оглоблина О.Ф., Терещенко В.А., Черняков С.М., Васильев Е.Б. О возмущениях в полярной нижней ионосфере после падения крупных метеоритов // Труды XXV Всероссийского симпозиума по радиолокационному зондированию природных сред. Санкт-Петербург, 17-19 апреля 2007. – СПб: 4ЦНИИ МО РФ, 2009. – С. 579-585.
7. Tereshchenko V.D., Vasil`ev E.B., Ogloblina O.F., Tereshchenko V.A., Chernyakov S.M. Studies of the structure and dynamics of the D region of the polar ionosphere during solar flares in April 2004 // Geomagnetism and Aeronomy International. V. 6, GI 2004, doi: 10.1029 /2005 GI000107. 2006.

И.И. Шагимуратов, Ю.В. Черняк, Г.А. Якимова, Н.Ю. Тепеницина,
Е.М. Колтуненко

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 1 НОЯБРЯ 2012

Западное отделение ИЗМИРАН, Калининград.

Рассматривается ионосферный отклик на умеренную геомагнитную бурю 01.11.2012. Эффекты наблюдаются во временных вариациях критической частоты и ПЭС, а также в изменении пространственной структуры ионосферы в Европейском регионе по результатам анализа региональных карт ПЭС. Отличительной особенностью бури является значительный положительный эффект который наблюдался в дневное время на стадии активной фазы.

В настоящее время одним из эффективных средств диагностики ионосферы является измерение задержек сигналов навигационных спутников систем GPS/Глонасс на двух когерентных частотах $f_1/f_2=1,6/1,2$ ГГц. Дифференциальная задержка является мерой полного электронного содержания ионосферы (ТЕС – total electron content). Ионосфера является основным источником погрешности позиционирования. Наиболее существенные отклонения от регулярного поведения ионосферы связаны с геомагнитными бурями [1]. В ЗО ИЗМИРАН проводятся многолетние исследования реакции ионосферы на геомагнитные возмущения с использованием GPS измерений [2, 3]. Для исследования особенностей реакции ионосферы на магнитную бурю 1 ноября 2012 г. использовалась, разработанная нами методика обработки GPS/Глонасс наблюдений на основе которой реализована технология получения карт ТЕС [4]. При построении карт использовались одновременные измерения задержек радиосигналов с 120-150 GPS станций Европейского региона. Плотная и разветвлённая сеть станций обеспечила получение карт ТЕС с высоким пространственно-временным разрешением.

Магнитная буря началась в предвосходное для Европейского сектора время. Минимальная величина индекса $Dst = -60$ нТл зарегистрирована в 12 ч мирового времени (UT), амплитуда изменения Dst на интервале 20 часов составила 100 нТл. Максимальное значение индекса $A_e=1200$. Данную бурю можно классифицировать как умеренную. Вариации солнечных и магнитных параметров за период 30 октября – 2 ноября 2012 г. представлены на рисунке 1.

Эволюция суточных вариаций ТЕС

Отличительной особенностью данной бури являлось очень сильное положительное возмущение ионосферы, несмотря на то, что буря была относительно малой и носила кратковременный характер. На рисунке 2 представлена динамика суточных вариаций ТЕС и электронной концентрации $N_m F_2$ для станции Калининград за период 30 октября-2 ноября 2012г. В целом проявляется хорошее согласие в поведении двух параметров. Для них выделяется характерное, ярко выраженное повышение в районе 12UT на стадии максимальной фазы бури.

Эволюцию суточных ходов во время бури на различных широтах можно видеть на рисунке 3. На данном графике представлены суточные вариации ТЕС на станциях размещенных в диапазоне широт 40-70°N на долготе около 20°N.

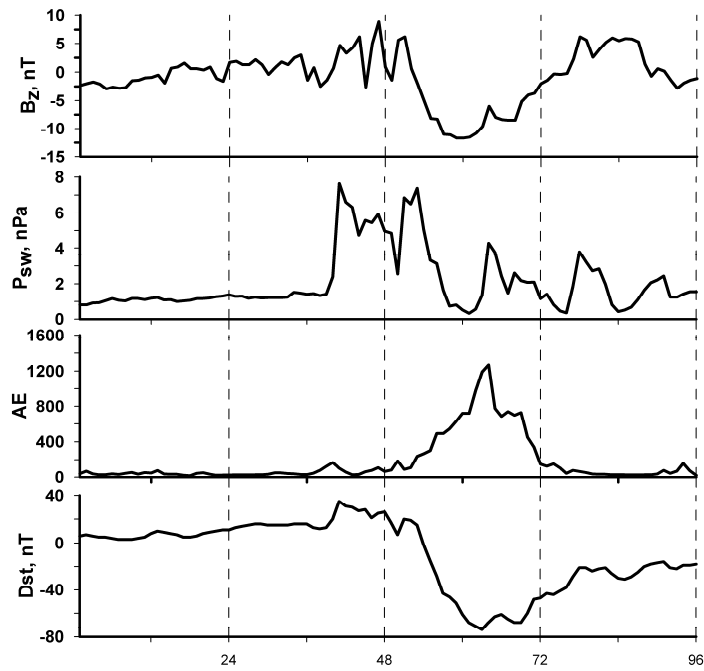


Рис.1.

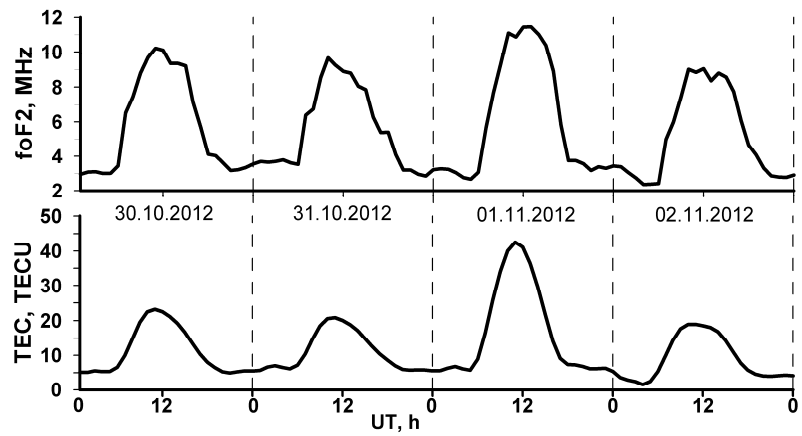


Рис.2

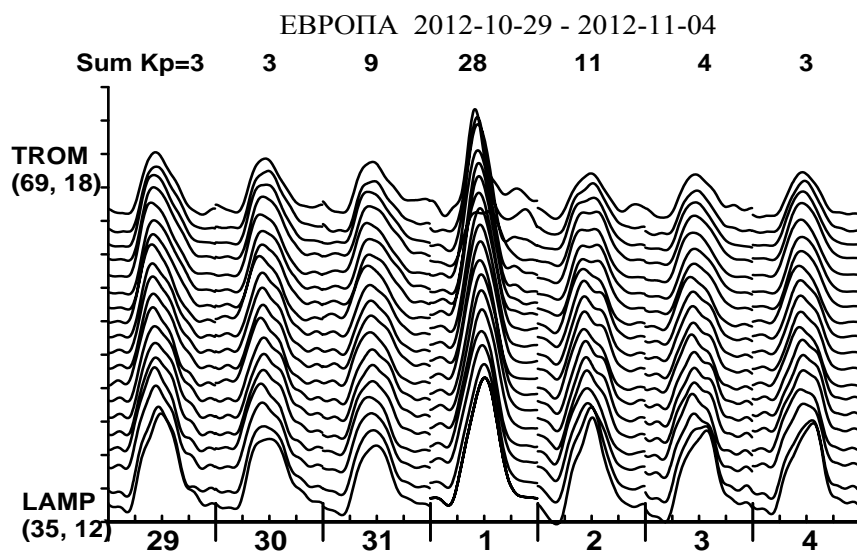


Рис.3.

Для наглядности кривые смещены одна относительно другой. Здесь также выделяется положительный всплеск в день бури на всех широтах. Анализ показал, что фактор отношения величины ТЕС в день бури к предшествующему спокойному дню спадает от высоких к низким широтам. Максимальная его величина приходилась на широты 50-55°N и достигала фактор 2,1. Временное положение максимума всплеска изменяется с широтой. На графике (Рис.4.) представлено положение максимума в зависимости от широты. Наблюдается четкое запаздывание максимума от высоких к низким широтам. Это запаздывание на широте 30°N по отношению 65°N составило около 145 мин, что соответствует скорости перемещения около 350 м/сек. Эта величина соответствует скорости движения крупномасштабного перемещающегося возмущения (ПИВ).

Пространственно- временное поведение ТЕС

Для анализа реакции ионосферы на данное геофизическое событие по многостанционным GPS измерениям строились карты ПЭС с разрешением по времени 1 час. Развитие ионосферной бури в целом носило классический характер- положительная фаза на стадии развития и отрицательная на фазе восстановления. Несмотря на сравнительно небольшую интенсивность геомагнитной бури вызванные ею изменения в ионосфере были достаточно существенны. На Рис.5 представлены карты ПЭС для спокойного (31 октября) и возмущенного (1 ноября) дней.

Карты иллюстрируют пространственно-временную динамику ПЭС над Европой в диапазоне 40-75 градусов северной широты (значения шкалы в каждом элементе слева), при этом долготные пределы составляют -10°-+40° (значения в каждом элементе снизу). Для спокойных суток вариации ПЭС показывают типичный суточный ход с дневным максимумом и ночным минимумом. На картах ПЭС для спокойного дня в ночное время просматривается структура главного ионосферного провала. Провал формируется после 18 ч. мирового времени на широтах более 70° северной широты и с течением времени сдвигается в южном направлении, достигая к 22 ч мирового времени 60° – 65° северной широты.

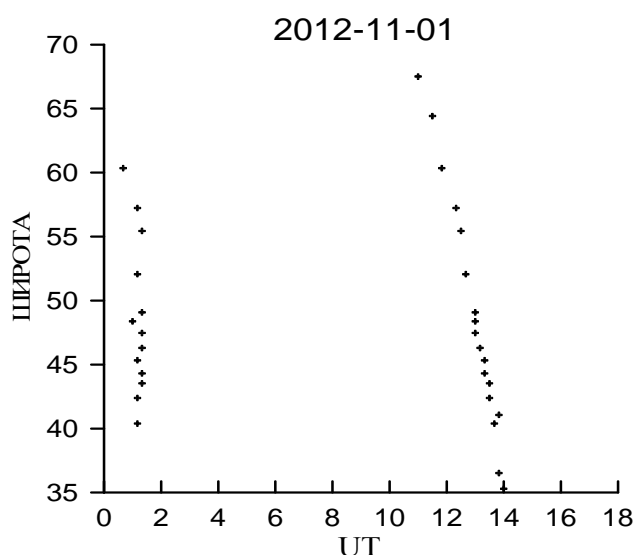


Рис.4

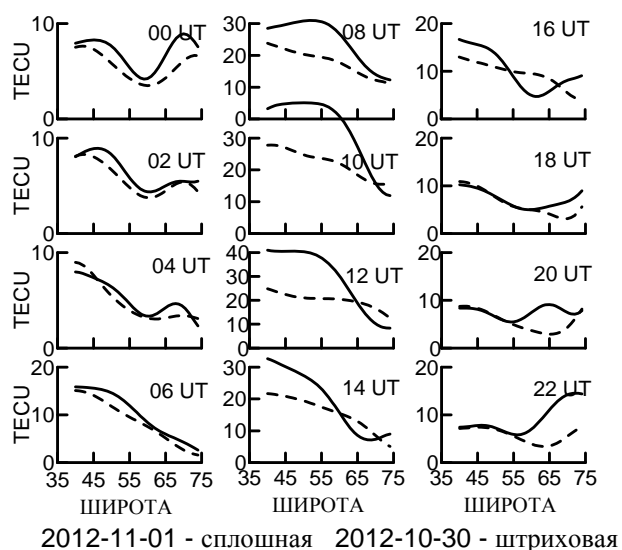


Рис.6

Анализ карт ПЭС, иллюстрирующих поведение ТЕС во время активной фазы бури 1 ноября, показал, что в послеполуденное время величина положительного возмущения имела фактор 1,5 – 2,5 по сравнению с контрольным днем. Существенное изменение структуры и динамики ионосферы привело к тому, что главный ионосферный провал начал

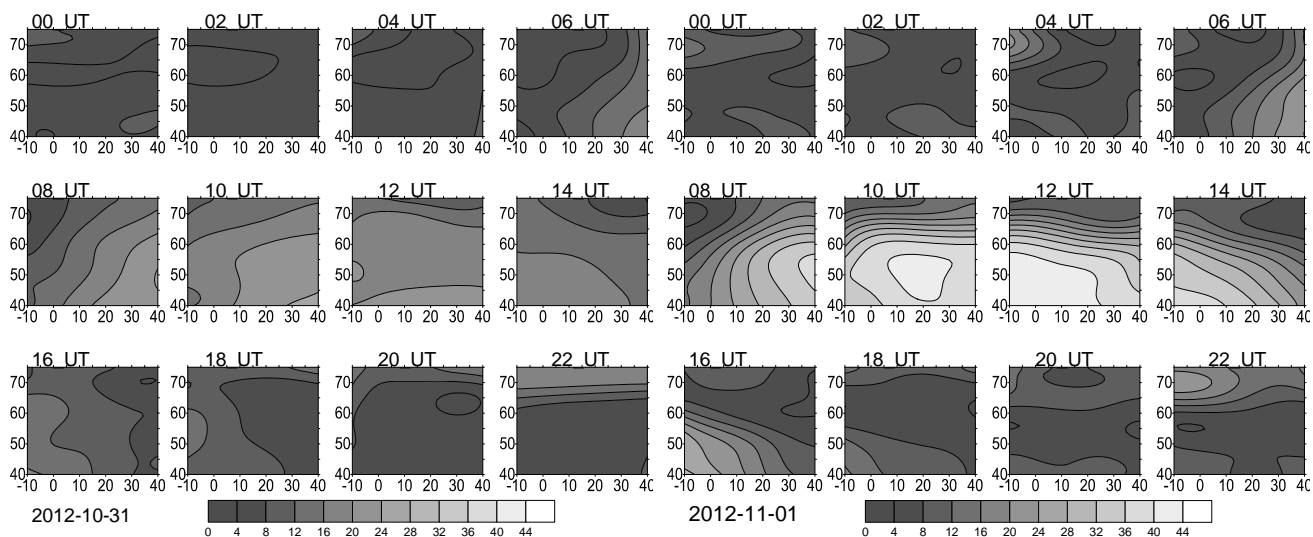


Рис.5

формироваться после 14 ч, к 16 ч он находился в районе $\sim 65^\circ$ северной широты, а в 22 ч. достиг $\sim 57^\circ$. В структуре главного ионосферного провала была наиболее выражена полярная стенка. В спокойных условиях пространственные градиенты ПЭС плавно уменьшались с широтой, во время возмущения градиенты ПЭС были резко выражены в дневное время, что видно на Рис.6, который демонстрирует поведение широтных профилей на долготе 20°E .

В начальной фазе восстановления ионосферной бури наблюдалось значительное падение ПЭС в ночных условиях (до трех раз по сравнению со спокойным днем). В последующие дни происходило восстановление ионосферы к спокойному состоянию.

Заключение

Разработанная и используемая в ЗО ИЗМИРАН методология получения карт ТЕС показала свою эффективность в исследованиях структуры и динамики ионосферы во время геомагнитных возмущений. В результате анализа реакции ионосферы на геомагнитную бурю установлено, что, несмотря на сравнительно небольшую интенсивность геомагнитного возмущения, при определенных условиях вызванные им изменения в ионосфере могут быть достаточно существенными. Во время бури наблюдались значительные изменения в структуре горизонтальных градиентов, что может повлиять на точность позиционирования с использованием сигналов спутников GPS/ГЛОНАСС.

Литература

1. Mannucci AJ, Bruce T. (2009) Local time dependence of the prompt ionospheric response for the 7, 9, and 10 November 2004 superstorms. *J. Geophys. Res.* 114(A10308).
2. Krankowski A., Shagimuratov I.I., Baran L.W., Yakimova G.A., 2006, Storm-time changes of ionospheric TEC during the November 5, 2001 disturbances // *Bulgarian Geophysical Journal* Vol. 30, No.1-4, pp. 10-22.
3. Shagimuratov I.I., Baran L.W., The structure of mid- and high-latitude ionosphere during September 1999 storm event obtained from GPS observations // *Ann.Geophys.*, V20, N1, pp.655-660, 2002.
4. Шагимуратов И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е., Якимова Г.А. Использование карт полного электронного содержания для анализа пространственно-временной структуры ионосферы, *Журнал физической химии*, том 87, № 11, Ноябрь 2013.

Общие вопросы излучения и распространения радиоволн

КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Физический факультет СПбГУ

Излучение Вавилова-Черенкова широко используется для обнаружения заряженных частиц, а в последнее время рассматриваются возможности его применения для диагностики пучков. Как правило, диэлектрические мишени, применяемые в этих целях, имеют сложную форму. Метод приближенного вычисления, предложенный в данной работе, учитывает как влияние границ, близких к траектории заряда, так и внешних границ объекта. В качестве тестовой задачи рассмотрен случай пролета заряда сквозь диэлектрическую пластинку. Точное решение данной задачи с высокой степенью точности совпало с приближенным. Далее рассматриваются более сложные объекты: конус с вакуумным каналом, в котором движется заряд, призма с аналогичным способом возбуждения, а также призма, вдоль одной из граней которой движется заряд.

Задачи об излучении заряженных частиц в присутствии диэлектрических объектов сложной формы представляют интерес для приложений в физике ускорителей и других областях. Можно упомянуть, например, о недавно предложенном методе диагностики пучков [1]. Для реализации подобных методов необходимо вычислить поле излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) вне диэлектрического объекта (такое излучение может быть названо черенковско-переходным излучением (ЧПИ)). В случае объектов простой формы может быть получено точное решение [2], однако в большинстве практически интересных случаев сложная геометрия задачи не позволяет получить строгие выражения для поля. Таким образом, необходима разработка приближенных методов анализа поля излучения. Отметим, что некоторые задачи с диэлектрическими объектами были решены при помощи определенных приближенных методов, разработанных в ряде статей, например, в статьях [3-5]. Основная идея этих методов состоит в нахождении так называемого поляризационного тока с использованием некоторых упрощающих предположений.

Наряду с таким подходом представляется важным разработать подход, основанный на законах геометрической оптики. Он может дать возможность анализа задач с объектами сложной формы без каких-либо ограничений на показатель преломления. В данной работе предлагается метод, основанный на комбинации точного решения задачи без «внешней» границы объекта и учета этих границ с помощью геометрической оптики [6]. Этот метод применим к задачам, в которых размер объекта много больше рассматриваемой длины волны. Важно при этом, что другие геометрические параметры (такие как расстояние от границы объекта до траектории заряда) могут быть произвольными.

В рамках рассматриваемого метода на первом этапе рассчитывается поле заряда в среде без учета ее внешних границ. На втором этапе проводится приближенное вычисление излучения, вышедшего из объекта. (Отметим, что аналогичные вычисления применяются для разработки разнообразных оптических систем [7].) На этом шаге падающее поле умножается на коэффициент прохождения Френеля, а затем излучение рассчитывается с использованием законов геометрической оптики (подобно тому, как рассчитывается поле неплоской волны, отраженное от поверхности сложной формы [8]). Таким образом, можно получить первый преломленный луч. Такого приближенного решения, вероятно, будет достаточно для многих

прикладных задач. При необходимости, множественные отражения и преломления от границ объекта также могут быть приняты в расчет.

Для проверки метода использовалась задача о поле точечного заряда, пролетающего сквозь диэлектрический слой с толщиной d и диэлектрической проницаемостью ε . Такая задача имеет точное решение [2]. При сравнении вычислений, выполненных с использованием точных [2] и приближенных [6] выражений, в случае, когда $d \geq 10\lambda_d$ (где λ_d - длина волны в диэлектрике), полученное приближенное решение хорошо согласуется с точным. Это указывает на возможность применения метода к другим объектам.

Рассматриваемый метод был использован в трех случаях. В двух из них предполагалось, что объекты имеют вакуумный канал с радиусом a , а заряд движется вдоль его оси (z -ось). Один из этих объектов – конус [6], а другой – призма (канал расположен посередине, Рис.1). В третьем случае заряд движется вдоль призмы на расстоянии a от одной из границ (т.е. без «нижней» части объекта на Рис.1). Для краткости призму с зарядом в канале назовем «Призмой-1», а призму с зарядом, движущимся вдоль границы, обозначим как «Призму-2».

Диэлектрическая и магнитная проницаемости материала объекта равны ε и μ соответственно, в то время как канал и область вне объекта являются вакуумными. Значение a может быть как меньше, так и больше рассматриваемых длин волн, но генерируемое ИВЧ проходит в объекте путь, много больший длины волны.

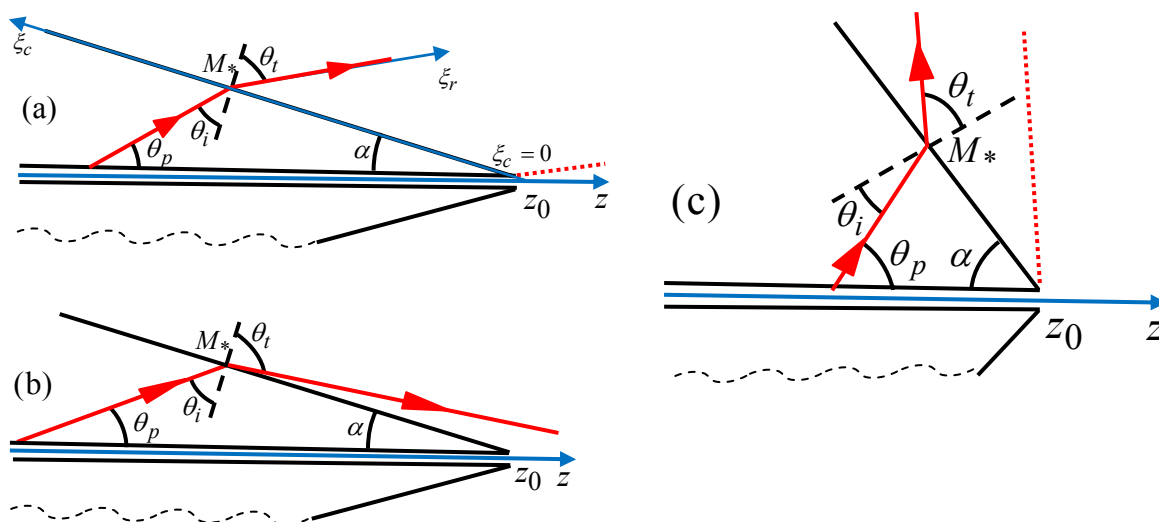


Рис. 1: Сечение конуса или призмы при разных расположениях луча: $\theta_{i,t} > 0$ для случая (a) и (b) и $\theta_{i,t} < 0$ для случая (c). «Призма-1» имеет "нижнюю" часть, а у «Призмы-2» эта часть отсутствует.

Отметим, что в случае призмы рис.1 показывает сечение, ортогональное поверхности призмы. Мы будем рассматривать поле только в этой плоскости, так как именно в этой плоскости прошедшее излучение является максимальным.

Углы θ_i и θ_t всегда одного знака. Рисунки 1a и 1b иллюстрируют случай, когда $\alpha + \theta_p < \frac{\pi}{2}$ ($\theta_{i,t} > 0$); противоположный случай, когда $\alpha + \theta_p > \frac{\pi}{2}$ ($\theta_{i,t} < 0$), характеризуется другим расположением луча и нормали к границе (Рис.1c).

Решения таких задач для случая бесконечной среды с вакуумным каналом и для случая полубесконечной среды известны [9]. Далее необходимо определить точку падения M_* луча на поверхность конуса (призмы). Координаты точки падения (ρ_*, z_*) являются функциями

координат точки наблюдения (ρ, z) , расположенной в вакууме (здесь использованы цилиндрические координаты). Геометрические соображения дают следующие результаты для связи координат:

$$\rho_* = (z_0 - z_*) \operatorname{tg} \alpha, \quad z_* = \frac{z_0 \operatorname{tg} \alpha + z \operatorname{ctg}(\alpha + \theta_i) - \rho}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg}(\alpha + \theta_i)}, \quad \theta_i = \sqrt{\varepsilon \mu} \sin \theta_i,$$

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} - \alpha - \theta_p, \quad \cos \theta_p = \left(\sqrt{\varepsilon \mu} \beta \right)^{-1}. \quad (1)$$

Отметим, что объемная волна ЧПИ существует вне объекта только в том случае, когда нет полного отражения от границы, т.е. $\sqrt{\varepsilon \mu} \sin|\theta_i| < 1$.

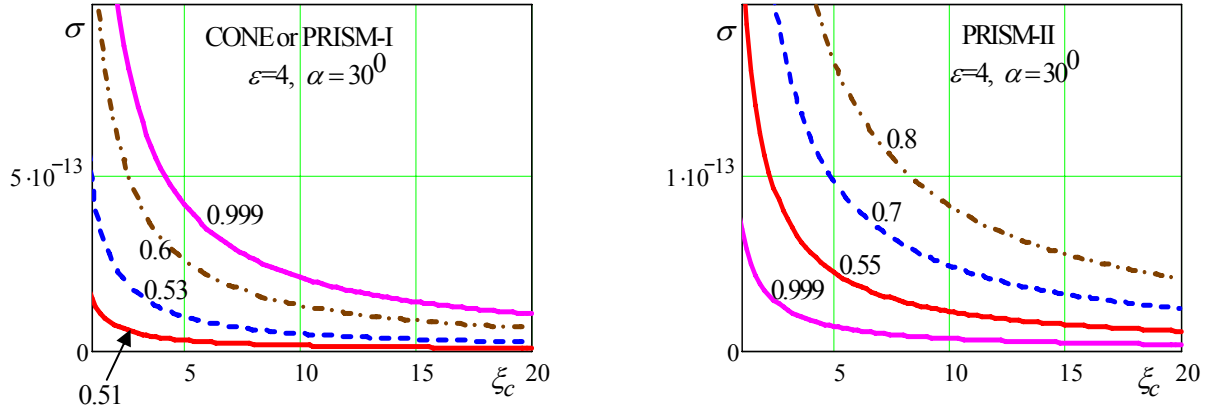


Рис. 2: Спектральная плотность σ (Дж·с/м²) как функция от расстояния ξ_c (см) от оси конуса (призмы) вдоль поверхности конуса (призмы); значения β даны рядом с кривыми.

Выражения для Фурье-образов магнитной компоненты поля излучения вне объекта могут быть записаны в форме

$$H_{\phi\omega} \approx H_{\phi\omega}^{(2)} \sqrt{D(\rho_*)/D(\rho)} T \exp(i\omega l/c), \quad (2)$$

где $H_{\phi\omega}^{(2)}$ - падающее поле в точке M_* , T - коэффициент преломления Френеля, l - длина луча в вакууме и $D(\rho)$ - площадь поперечного сечения лучевой трубки. В случае конуса $D(\rho_*)/D(\rho) = \rho_*/\rho$, т.е. имеет место цилиндрическая расходямость (или, наоборот, "сходимость"). Для призмы эти выражения имеют гораздо более сложный вид.

Полученные результаты описывают поле ЧПИ вне конуса в зоне, в которой существует прошедшая волна. Если $\alpha + \theta_i < \frac{\pi}{2}$, то эта зона ограничена: $z < z_0 + \rho \operatorname{tg}(\theta_i + \alpha \operatorname{sgn} \theta_i)$

(пунктирная линия на Рис.1а, с). Однако, если $\alpha + \theta_i > \frac{\pi}{2}$, то прошедшая волна существует

всюду снаружи объекта (Рис. 1b). В этом случае лучи сходятся. Таким образом, для конуса амплитуда возрастает с расстоянием вдоль луча. Для обеих призм амплитуда волны всегда убывает вдоль луча, однако скорость ее изменения разная и существенно зависит от параметров задачи.

Типичные результаты вычислений представлены на Рис.2 и Рис.3, где мы использовали следующие параметры: $\varepsilon = 4$, $\mu = 1$, $a = 2$ мм, $q = -1$ нКл и $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Величина σ , показанная на рисунках, представляет собой спектральную плотность энергии, проходящей через единичную площадку: $\sigma = c |H_{\phi\omega}|^2$.

Рисунок 2 показывает типичные зависимости излучаемой энергии от расстояния ξ_c от вершины объекта при условии, что точка наблюдения расположена на границе объекта. В

любом случае ЧПИ на поверхности монотонно убывает с ростом ξ_c , и при этом существенно зависит от скорости заряда. Типичные зависимости σ от расстояния ξ_r от границы конуса вдоль луча показаны на Рис.3. В случае конуса имеются некоторые значения параметров, когда энергия излучения возрастает с ξ_r , то есть когда выходящая из конуса волна является сходящейся цилиндрической волной. Как правило, этот эффект имеет место для скоростей близких к Черенковскому порогу. В случае призмы такой эффект невозможен: излучение всегда убывает с расстоянием от границы. Отметим также, что излучение более интенсивно для случая «Призма-1», чем для случая «Призма-2».

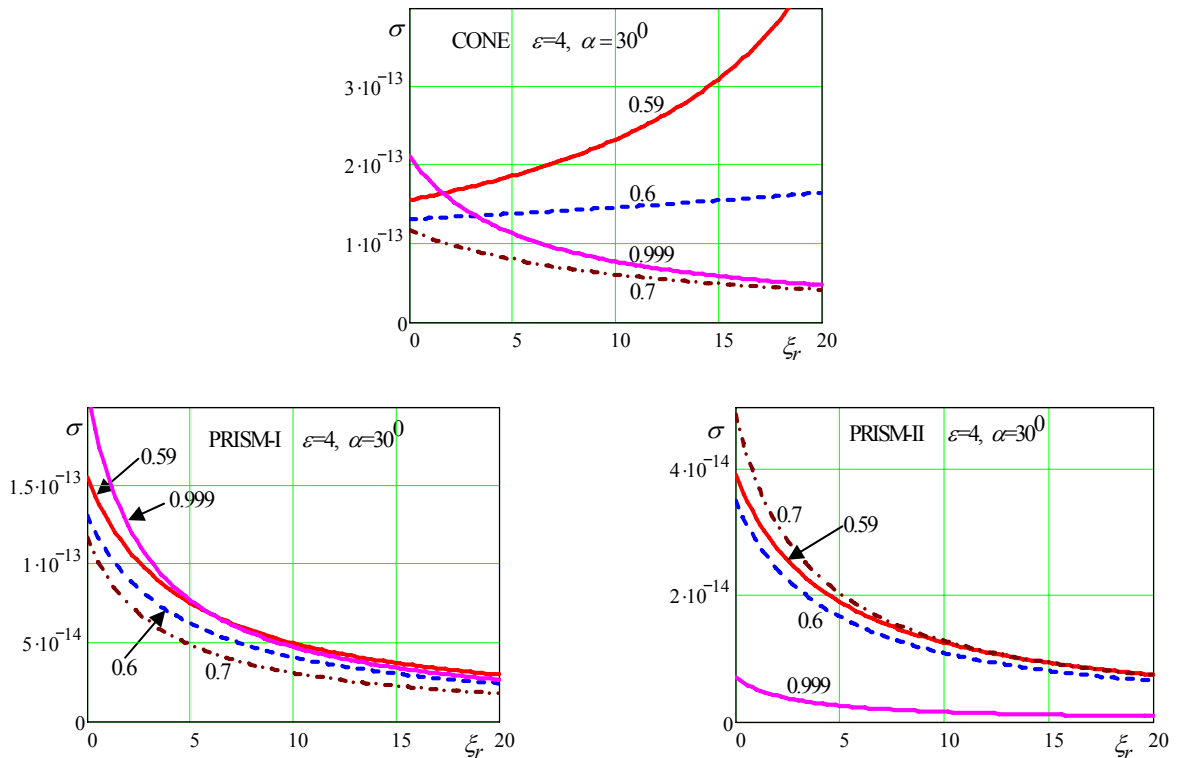


Рис. 3: Спектральная плотность σ (Дж·с/м²) как функция от расстояния ξ_r (см) вдоль луча, вышедшего из конуса (призмы); точка падения M_* расположена при $\rho_* = 5$ см; значения β даны рядом с кривыми.

Литература

1. A.P. Potylitsyn, Yu.A. Popov, L.G. Sukhikh, G.A. Naumenko, M.V. Shevelev, J. Phys.: Conf. Ser. **236** (2010) 012025.
2. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович, Переходное излучение и переходное рассеяние, М.: Наука, 1984.
3. A.A. Tishchenko, A.P. Potylitsyn, M.N. Strikhanov, Phys. Rev. E **70** (2004) 066501.
4. М.И. Рязанов, М.Н. Стриханов, А.А. Тищенко, ЖЭТФ **126** (2004) 349.
5. Д.В. Карловец, К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами, ЖЭТФ **140** (2011) 36.
6. E.S. Belonogaya, A.V. Tyukhtin, S.N. Galyamin, Phys. Rev. E **87** (2013) 043201.
7. S. Solimeno, B. Crosignani, P. DiPorto, Guiding, Diffraction, and Confinement of Optical Radiation (Academic Press, 1986).
8. В.А. Фок, Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М.: Советское радио, 1970.
9. Б.М. Болотовский, Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III), УФН, **75** (1961) 295.

ФОРМИРОВАНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ СОЛИТОННОГО ТИПА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИХРЕВОЙ МОДЫ В ГРАДИЕНТНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПРОДОЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Санкт-Петербургский государственный университет

Распространение вихревой моды короткого импульса в волноводе круглого поперечного сечения с непрерывной зависимостью показателя преломления от радиальной координаты исследовано с помощью аналитического метода, учитывающего как нелинейность процесса, так и продольную неоднородность волновода. Показано, что слабая нелинейность процесса ведет к формированию солитона огибающей, динамика которого описывается нелинейным уравнением Шредингера с коэффициентами, зависящими от продольной координаты. Проведено количественное сравнение огибающих базовой и вихревой моды первого порядка.

Самофокусировка и самодефокусировка мощных пучков непрерывного излучения представляет собой важное фундаментальное проявление нелинейности стационарных волновых процессов. Первоначально это явление связывали с пучками, в поперечном сечении которых распределение волнового поля гладко и не имеет особенностей – узлов или точек сингулярности, однако впоследствии были обнаружены и более сложные образования, в частности, самоканализированные вращающиеся оптические пучки [1]. Их временными аналогами являются вихревые моды, возникающие в диэлектрических волноводах и отличающиеся по своим свойствам от обычных азимутальных мод [2]. К настоящему времени разработана методика эффективного возбуждения вихревых мод в оптических волокнах [3], оценены перспективы применения этих мод для уплотнения каналов волоконнооптических линий связи [4], изучены статистические характеристики модового шума [5]. Целью настоящей работы является аналитическое описание процесса распространения короткого импульса в виде вихревой моды первого порядка и сравнение динамики огибающей этого импульса с ранее изученной [6,7] динамикой огибающей основной моды.

В работе рассматривается распространение короткого импульса в диэлектрическом волноводе круглого поперечного сечения, в котором показатель преломления непрерывно зависит от радиальной координаты, допускается также слабая зависимость от продольной координаты и слабое искривление оси волновода. Слабо нелинейный процесс распространения в таком волноводе моделируется [7] посредством трёхмерного нелинейного волнового уравнения

$$\Delta f - n^2(\vec{\rho}; f) \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

решение которого должно удовлетворять условию $\lim_{\rho \rightarrow \infty} f = 0$. Квадрат показателя преломления полагается квадратичной по искомому волновому полю f функцией

$$n^2(\vec{\rho}; f) = \beta^2(\vec{\rho}) + \frac{1}{2} \alpha(\vec{\rho}) |f|^2,$$

здесь α и β – непрерывные функции криволинейных координат ρ и s , введённых в окрестности оси волновода, ρ – радиальная координата в поперечном сечении, s – координата вдоль оси волновода, считается, что свойства среды не зависят от азимутального угла в поперечном сечении. Предметом изучения является слабо нелинейный процесс, поэтому вводится малый параметр ε , характеризующий порядок величины амплитуды волнового поля. В рассмотрение включаются также слабая

продольная неоднородность и слабая изогнутость оси: показатель преломления, кривизна и кручение оси зависят от медленной координаты $s \sim \varepsilon^2$.

Асимптотическое по малому параметру ε решение уравнения (1) ищется в виде

$$f = \varepsilon F(\rho, \theta, s, \varphi) \exp i \left(\frac{1}{\varepsilon^2} \int_0^s r(s') ds' - t \right) + \text{к.с.} , \quad \theta = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^s q(s') ds' - \varepsilon t, \quad (2)$$

с фазой огибающей θ , отличающейся от фазы высокочастотного заполнения [6,7]. Зависимость q и r от s характеризует вариации постоянных распространения высокочастотного заполнения и огибающей под влиянием продольной неоднородности волновода. Комплексная амплитуда F представляется в виде степенного ряда $F = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^j F_j(\rho, \theta, s, \varphi)$ по малому параметру ε . В результате подстановки анзатца (2) в уравнение (1) возникает последовательность задач для функций F_j , которые, совместно с условиями разрешимости этих задач, позволяют последовательно определить все элементы анзатца.

Для комплексной амплитуды в старшем приближении по малому параметру получается линейное уравнение по координатам в поперечном сечении волновода

$$\frac{\partial^2 F_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F_0}{\partial \rho} + (\beta^2(\rho, s) - r^2(s)) F_0 + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 F_0}{\partial \varphi^2} = 0 , \quad (3)$$

решение которого F_0 конечно при $\rho \rightarrow 0$, $F_0 \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} 0$ и 2π -периодично по азимутальной координате φ , причём последнее условие формально удовлетворяется, если положить $\frac{\partial^2 F_0}{\partial \varphi^2} = -m^2 F_0$. Это означает, что азимутальная зависимость волнового поля распространяющегося импульса может характеризоваться как вещественными $\{ \cos m\varphi ; \sin m\varphi \}$, так и комплексными $\{ e^{\pm im\varphi} \}$ функциями, и выбор между ними основывается на соответствии рассматриваемому физическому процессу. Посредством вещественных функций описывается стационарное азимутальное распределение волнового поля в

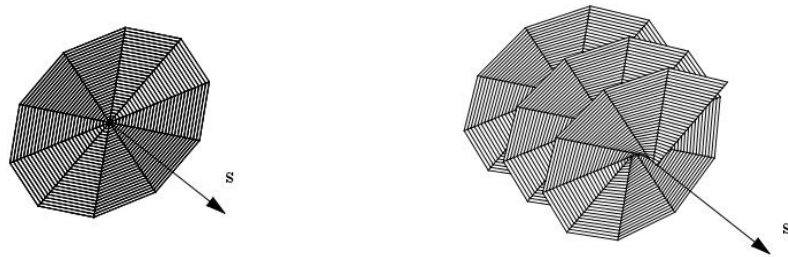


Рис.1. Волновой фронт стационарной азимутальной моды (слева) и вихревой моды (справа).

поперечном сечении волновода, волновой фронт при этом ортогонален оси волновода. Выбор же азимутальной зависимости в виде комплексной экспоненты соответствует описанию оптической вихревой моды, волновой фронт которой определяется соотношением

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \int_0^s r(s') ds' - t + m\varphi = \text{const}$$

и при фиксированном времени t представляет собой «винтовую» поверхность, деформированную вследствие зависимости постоянной распространения $r(s)$ от продольной координаты s . Волновые фронты этих двух типов представлены на рис.1. Отметим также, что $r(s)$ также зависит от номера m , так что моды с одним и тем же радиальным, но с различным азимутальным распределением распространяются с различными фазовыми скоростями.

После выделения азимутальной зависимости из уравнения (3) вытекает задача Штурма-Лиувилля

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial \rho} + \left(\beta^2(\rho, s) - r^2(s) - \frac{m^2}{\rho^2} \right) V = 0, \quad V \text{ конечна при } \rho=0, \quad V \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} 0, \quad (4)$$

собственное число которой $r^2(s)$ определяет фазу высокочастотного заполнения (2), а нормированная условием $\int_0^\infty \rho V^2(\rho, s) d\rho = 1$ собственная функция $V(\rho, s)$ характеризует распределение поля моды в поперечном сечении волновода, медленно меняющееся по мере распространения. Мода характеризуется двумя индексами – радиальным j и азимутальным m . Таким образом, в старшем порядке комплексная амплитуда вихревой моды

$$F_0(\rho, \theta, s, \varphi) = V(\rho, s) U(\theta, s) e^{im\varphi},$$

функция $U(\theta, s)$ представляет собой огибающую импульса. Собственные числа и собственные функции задачи (4) в случае квадратичной зависимости линейной части квадрата показателя преломления от радиальной координаты

$$\beta^2(\rho, s) = \beta_0^2(s) - \frac{\beta_2^2(s)}{4} \rho^2 \quad (5)$$

могут быть выписаны в явном виде. Приведем соответствующие выражения для основной и вихревой моды первого порядка:

$$\begin{aligned} j=0, m=0: \quad r^2(s) &= \beta_0^2(s) - \beta_2(s) \quad , \quad V(\rho, s) = \sqrt{\beta_2(s)} e^{-\frac{\beta_2(s)\rho^2}{4}} \\ j=0, m=1: \quad r^2(s) &= \beta_0^2(s) - 2\beta_2(s) \quad , \quad V(\rho, s) = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2(s) \rho e^{-\frac{\beta_2(s)\rho^2}{4}} \end{aligned}$$

Заметим, что распределение волнового поля азимутальной моды с $j=0$ и $m=1$ в поперечном сечении волновода описывается функцией $V(\rho, s) \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2(s) \rho e^{-\frac{\beta_2(s)\rho^2}{4}} \cos \varphi$. Радиальные и азимутальные зависимости волнового поля основной ($j=0, m=0$) и азимутальной ($j=0, m=1$) мод изображены на рис.2, характер азимутальной зависимости сохраняется несмотря на изгиб осевой линии волновода.

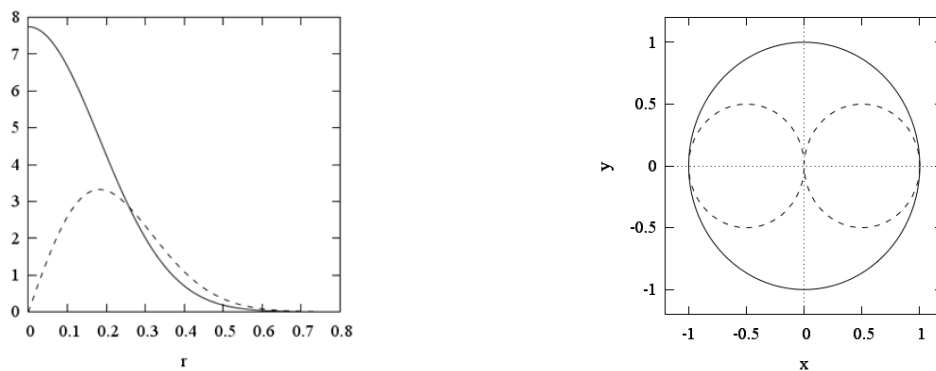


Рис.2. Радиальное и азимутальное распределение волнового поля основной моды (сплошная линия) и азимутальной моды (пунктирная линия) первого порядка.

Функция $q(s)$, входящая в выражение для фазы θ огибающей импульса, представляется формулой [7]

$$q(s) = r(s) + \frac{1}{r(s)} \int_0^\infty \rho \left(\frac{\partial V}{\partial \rho} \right)^2 d\rho + \frac{m^2}{r(s)} \int_0^\infty \frac{V^2}{\rho} d\rho .$$

В случае зависимости (5) для основной моды ($j=0, m=0$)

$$q(s) = \frac{\beta_0^2(s) - \frac{1}{2}\beta_2(s)}{\sqrt{\beta_0^2(s) - \beta_2(s)}} \approx \beta_0(s) + \frac{\beta_2^2(s)}{8\beta_0^3(s)} , \quad (6)$$

а для вихревой моды первого порядка ($j=0, m=1$)

$$q(s) = \frac{\beta_0^2(s) - \beta_2(s)}{\sqrt{\beta_0^2(s) - 2\beta_2(s)}} \approx \beta_0(s) + \frac{\beta_2^2(s)}{2\beta_0^3(s)} . \quad (7)$$

Приближения в формулах (6) и (7) сделаны в предположении малости отношения $\frac{\beta_2(s)}{\beta_0^2(s)}$, что справедливо для реальных диэлектрических волноводов. Динамика огибающей импульса $U(\theta, s)$ подчиняется нелинейному уравнению Шредингера

$$2ir(s) \frac{\partial U}{\partial s} + g(s) \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + ir'(s)U + h(s)|U|^2U = 0 , \quad (8)$$

коэффициент $g(s)$ в случае (5) выражается через $\beta_0(s)$ и $\beta_2(s)$, а коэффициент $h(s)$ – через $\beta_2(s)$ и α – характеристику нелинейности среды.

Описывающее нелинейную динамику огибающей уравнение (8) имеет солитонные решения вида $\sim e^{i\theta} / \text{ch} \left(\theta - \int_0^s \frac{g(s')}{r(s')} ds' \right)$ [7]. Принимая во внимание формулу (2), связывающую фазу огибающей с продольной координатой и временем, получаем, что различие скоростей распространения основной моды и вихревой моды первого порядка является величиной порядка $\frac{|v_{01} - v_{00}|}{v_{00}} \sim \frac{\beta_2^2}{\beta_0^4} \sim 10^{-4}$. Такое различие должно быть учтено при проектировании солитонных волоконнооптических линий связи большой протяжённости.

Таким образом, предложенная асимптотическая процедура позволяет аналитически описать формирование солитонной огибающей как радиальной, так и вихревой моды. В случае квадратичной зависимости показателя преломления от радиальной координаты явным образом оценивается отличие скоростей распространения основной моды и вихревой моды первого порядка: оно оказывается существенным с точки зрения функционирования волоконнооптической линии связи. В рамках этого подхода учитывается также и продольная неоднородность градиентного волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С.Кившарь, Г.П.Агравал. *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам.* –М., Физматлит, 2005.
2. D.Marcuse. *Principles of Optical Fiber Measurement* . -N.Y., Academic Press, 1981.
3. М.А.Болсхтыанский, А.Ю.Савченко, В.Я.Зел'дович. Use of skew rays in multimode fibers to generate speckle field with nonzero vorticity // *Optics Letters*. 1999. Vol.24, №7.
4. N.Bozinovic, Yang Yue, Yongxiong Ren et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers // *Science*. 2013. Vol. 340, p. 1545.
5. Д.В.Кизеветтер. Влияние дефектов торцевых поверхностей световода на параметры модового шума при наличии оптических вихрей // *Оптический журнал*. 2013. Vol.77, №1.
6. М.А.Бисярин. Аналитический учет влияния оболочки градиентного волновода круглого поперечного сечения на распространение нелинейного короткого импульса // Региональная XVII конференция по распространению радиоволн. Сборник трудов. – СПб, 2011. С.123.
7. М.А.Бисярин, И.А.Молотков. Модовая структура и огибающая короткого импульса в градиентном световоде с продольной неоднородностью и с пространственной кривизной // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2002. Т.45, №6.

О ГРАНИЧНОЙ АДЕКВАТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Физический факультет СПбГУ

В работе приводится обоснование, с точки зрения возбуждения поля в проводящей среде, замены поля плоской волны, падающей нормально на границу раздела сред, ближним полем индукционного источника. Такая замена полезна при экспериментальном изучении низкочастотных электромагнитных процессов в неоднородных средах методом физического моделирования.

Экспериментальное исследование методом физического моделирования электромагнитных процессов в проводящих неоднородных средах при наличии плоской границы раздела с воздухом, на которую под некоторым углом со стороны воздушного полупространства падает плоская электромагнитная волна, неразрывно связано с вопросом возбуждения поля в проводящей среде модельной установки. При изучении низкочастотных натуральных процессов этим методом длина волны в лабораторной установке может оказаться существенно больше ее максимально возможных геометрических размеров, что не позволяет в этих случаях создать требуемый режим бегущего электромагнитного поля с параметрами плоской волны. В этих условиях, естественно, возникает вопрос о правомерности замены в модельной установке бегущего первичного поля задачи некоторым адекватным полем, возбуждающим в проводящей среде, в которой находится исследуемый объект, электромагнитное поле, подобное полю в проводящей среде натурной задачи. Другими словами, необходимо выяснить, при каких условиях при наличии плоской границы раздела два электромагнитных поля, возбужденные в воздушном полупространстве (среда 1) разными по своей природе источниками, адекватны друг другу с точки зрения возбуждения поля в проводящем полупространстве (среда 2). Будем рассматривать случай, когда вторая среда оптически намного плотнее первой:

$$|k_2| = \sqrt{\omega\mu_0\sigma_2} \gg k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}, \quad (1)$$

где k_1, k_2 – волновые числа соответствующих сред;

ω – циклическая частота поля;

μ_0, ϵ_0 – абсолютные магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума;

σ_2 – проводимость среды 2.

Из теории известно, что при выполнении условия (1) плоская волна, падающая под любым углом φ на границу раздела этих сред, возбуждает во второй среде плоскую волну, распространяющуюся практически вдоль нормали к поверхности раздела. При этом между комплексными векторами напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности \vec{H} магнитного поля во второй среде будет выполняться соотношение

$$\vec{E}_2 = Z_{c2} [\vec{n}_0, \vec{H}_2], \quad (2)$$

где \vec{n}_0 – единичная нормаль, внешняя к плотной среде;

Z_{c2} – комплексный характеристический импеданс среды 2

$$Z_{c2} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} (1 + j). \quad (3)$$

Согласно известному приближенному граничному условию Леонтовича – касательная составляющая электрического поля на поверхности границы раздела рассматриваемых сред в этих условиях имеет вид

$$\vec{E}_{\tau 1} = Z_{c2} [\vec{n}_0, \vec{H}_{\tau 1}]. \quad (4)$$

Таким образом, чтобы использовать граничные условия Леонтовича в форме (4), необходимо знать касательную проекцию H_τ на поверхности границы раздела, которая, в свою очередь, определяется параметрами плоской волны в среде 1 и углом падения φ на границу раздела сред.

В практике геофизических исследований с применением электромагнитных методов можно рассмотреть два варианта угла падения φ плоской электромагнитной волны на границу раздела сред. В случае применения магнитно-теллурических методов изучения строения земной коры и верхней мантии рассматривается падение плоской волны нормально на границу раздела сред ($\varphi = 0$). Вариант «скользящего» распространения электромагнитного поля параллельной поляризации вдоль земной поверхности ($\varphi = \pi/2$) рассматривается при использовании полей длинноволновых радиостанций для целей разведки месторождений. Умелое применение метода физического моделирования позволяет получать необходимую информацию в лабораторных условиях как при решении магнитно-теллурических задач, так и в случае применения радиометодов.

Работы по моделированию магнитно-теллурических задач ведутся давно во всем мире и в нашей стране, в частности, на кафедре физики Земли СПбГУ (ЛГУ), опубликовано по этой тематике много работ. В качестве базовой модельной установки, на которой выполнено много последующих работ по данной тематике, рассмотрим установку, представленную в работе [1].

Установка для моделирования состоит из бака размером $4 \times 4 \text{ м}^2$, антенны, генератора, измерительных диполей и микровольтметра.

Источником электромагнитного поля служит антенна, представляющая собой квадратный соленоид, имеющий 6 витков размером $3 \times 2 \text{ м}^2$ каждый. В бак налит насыщенный раствор поваренной соли. Рабочие частоты и толщины проводящего слоя выбирались согласно критериям подобия, с учетом сопротивления насыщенного раствора, равного $0,054 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. При изучении задач магнитно-теллурического зондирования (МТЗ) при толщине проводящего слоя $2 \div 10 \text{ см}$ выбирались частоты, лежащие в диапазоне $200 \div 4000 \text{ кГц}$.

С целью увеличения однородности поля, у двух противоположных стенок бака положены медные трубы, соединенные между собой шестью проводниками, перекинутыми через антенну. При этом токи замыкаются по этим виткам, не образуя вихрей в проводящем слое, и однородность поля на поверхности проводящего слоя улучшается. Кроме того, это устройство (так называемая «подпитка») позволяет выполнить одно из основных условий моделирования – обеспечить отсутствие магнитного поля под проводящим слоем.

При проведении эксперимента измерялись компоненты электромагнитного поля E_x, H_y и H_z (или соответственно E_y, H_x, H_z) соответствующими электрическим и двумя магнитными диполями.

В работе отмечается, что на описываемой модельной установке значения информативного параметра S , вычисляемого по формуле $S = 796 H / E^2$, получаются систематически заниженными на 30% по сравнению с теоретическими. Приводится предположение, что скорее всего это происходит из-за несоответствия модели источника плоской волне.

Ни в этой работе, ни в последующих работах, в которых изложены результаты исследований по данной тематике, выполненных на подобной установке или ее модификации, не обсуждаются принципиальные вопросы ее функционирования.

К таким вопросам можно отнести: а) почему в качестве источника электромагнитного поля выбран источник индукционного поля; б) чем объясняется введение в модельную установку системы «подпитки»; в) при каких условиях становится возможной замена поля плоской волны, нормально падающей на границу рассматриваемых сред, на квазистационарное поле индуктивного источника; г) как можно уменьшить погрешность величины информативного параметра S .

Для ответа на поставленные вопросы с учетом сказанного выше рассмотрим поле плоской волны с известными комплексными амплитудами векторов $\vec{E}^{(1)}, \vec{H}^{(1)}$, компоненты поля которого связаны соотношением $\vec{E}^{(1)} / \vec{H}^{(1)} = Z_{C1}^{(1)} = 120\pi$ (Ом), падающее нормально на плоскую границу раздела сред. На границе раздела компоненты этого поля связаны соотношением (4):

$$E_{\tau 1}^{(1)} = Z_{C2} H_{\tau 1}^{(1)}. \quad (5)$$

Введем еще в рассмотрение вспомогательное монохроматическое квазистационарное поле $\vec{E}^{(2)}, \vec{H}^{(2)}$ индуктивного источника в виде соленоида, компоненты поля которого связаны соотношением

$$\vec{E}^{(2)} / \vec{H}^{(2)} = Z_{C1}^{(2)} \ll Z_{C1}^{(1)}. \quad (6)$$

На границе раздела сред компоненты вспомогательного поля связаны соотношением, аналогичному (5):

$$E_{\tau 1}^{(2)} = Z_{C2} H_{\tau 1}^{(2)}. \quad (7)$$

Применим лемму Лоренца к полям $E_{\tau 1}^{(1)}, H_{\tau 1}^{(1)}$ и $E_{\tau 1}^{(2)}, H_{\tau 1}^{(2)}$, в соответствии с которой выделим объем V_0 (рис. 1), например, в виде цилиндра, верхнее основание которого площадью S_1 является частью плоской границы раздела, а его ось z проходит через центр отверстия. Нижнее основание цилиндра и его боковая поверхность расположены в проводящей среде.

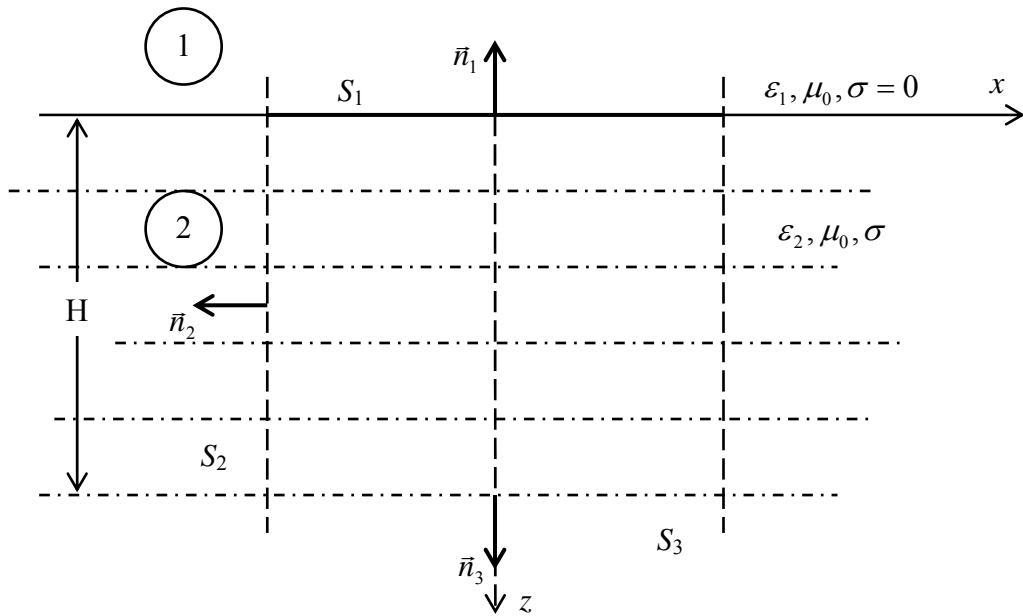


Рис. 1. К вопросу о теореме взаимности.

При этом учтем следующее. В выделенном объеме V_0 источников поля нет, векторы \vec{E}_τ и \vec{H}_τ перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны (оси z), вследствие чего касательные составляющие поля на боковой поверхности цилиндра равны нулю. Также равны нулю касательные компоненты поля и на нижнем основании S_3 вследствие экспоненциального убывания поля вдоль оси z , что определяет множитель $\exp(-\alpha z)$, где α – коэффициент затухания.

В силу сказанного, степень адекватности рассматриваемых полей определяется соотношением их касательных компонент на границе раздела:

$$\int_{S_1} (E_{\tau 1}^{(1)} H_{\tau 1}^{(2)} - E_{\tau 1}^{(2)} H_{\tau 1}^{(1)}) ds = 0. \quad (8)$$

Вынося за скобки касательные компоненты электрического поля, учитывая дифференциальный закон Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ и линейные величины r (м) задачи равенство (8) можно представить в виде:

$$\int_{S_1} j_{\tau 1}^{(1)} E_{\tau 2}^{(2)} r \left(\frac{H_{\tau 1}^{(2)}}{r j_{\tau 1}^{(2)}} - \frac{H_{\tau 1}^{(1)}}{r j_{\tau 1}^{(1)}} \right) ds = 0. \quad (9)$$

Полученное выражение позволяет сделать выводы о граничной адекватности рассматриваемых полей. Действительно, из него следует, что выражение в скобках равно нулю (остальные сомножители подынтегрального выражения отличны от нуля), т.е.:

$$\frac{H_{\tau 1}^{(1)}}{r j_{\tau 1}^{(1)}} = \frac{H_{\tau 1}^{(2)}}{r j_{\tau 1}^{(2)}} = \pi_1. \quad (10)$$

Соотношение (10) есть не что иное, как один из определяющих критериев подобия электромагнитных процессов, являющийся обобщенным выражением закона полного тока в дифференциальной форме, что позволяет сделать важные с точки зрения теории и экспериментального приложения выводы.

Во-первых, электромагнитное поле в проводящей среде определяется только магнитной компонентой на границе раздела сред. Это объясняет применение в модельной установке индуктивного источника поля.

Во-вторых, в соответствии с третьей теоремой подобия можно сделать следующее утверждение: «Два электромагнитных поля, имеющие на плоской границе раздела воздух-проводящая среда одинаковые по величине и пространственной ориентации касательные компоненты магнитного поля адекватны друг другу с точки зрения возбуждения одинакового электромагнитного поля в проводящей среде». Это утверждение объясняет допустимость применения квазистационарного поля индуктивного источника вместо поля плоской волны, падающей на границу сред.

В-третьих, для создания неискаженных условий протекания электромагнитных процессов в модельной установке, в ней должны быть обеспечены условия протекания токов проводимости требуемой плотности \vec{j} (А/м²). В рассматриваемой модельной установке это обеспечивается применением системы «подпитки».

Литература

1. Б.Е. Брюнелли, М.А. Добровольская, А.А. Ковтун, Н.С. Кузнецов. "Некоторые результаты МТП и МТЗ на моделях неоднородных структур". Магнитно-теллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии. Изд. «Наука», М., 1969 г. Стр. 125-129.

ВЗАИМОСВЯЗЬ СТРУКТУРЫ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ И МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПО ДАННЫМ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ИМПУЛЬСА В ПРОЦЕССЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Физический факультет СПбГУ

Проведён анализ условий моделирования и прямого измерения тепловой функции локального поля в твердотельных средах путём регистрации параметров динамического микроволнового поглощения в 3-сантиметровой области спектра в процессе фазовых переходов по механизму релаксационной дисперсии. Установлена взаимосвязь формы и структуры спектральной линии с типом фазового перехода и характером температурной зависимости проводимости по постоянному току. Подробно обсуждается случай предельного фазового перехода.

Настоящая работа является продолжением изучения по механизму релаксационной дисперсии динамического взаимодействия поля распространяющейся электромагнитной волны с индуцированным магнитным моментом в твердотельной диэлектрической среде в процессе фазового перехода. Ранее [1,2] были выявлены условия для обоснования методики регистрации колебательного процесса, обусловленного перераспределением энергии между группами внутренних степеней свободы физической точки, находящейся в состоянии с нулевой энергией E_0 при её взаимодействии со спектральным устройством. Они включают в себя: 1- преобразование соотношения неопределённости для энергии и времени (соотношение Бора), относящееся к акту измерения; 2 - представление массы элементарного объёма аддитивной константой; 3 - определение функции термодинамической энтропии через элемент протяжённости. Разработан способ динамического микроволнового поглощения электромагнитных волн в твердотельных диэлектрических средах в процессе фазовых переходов и релаксометр тепловых потерь мощности, обеспечивающий волноводный характер зависимости вещественной части диэлектрической проницаемости ϵ от обобщенной координаты (скорости или импульса) процесса. С помощью резонансной методики выполнено разделение обобщенного импульса излучатель – волновод в 3-сантиметровом диапазоне спектра. Это выявило радиофизическую задачу неопределённости величины дополнительной погрешности в координатах физической точки за время измерения её волновых параметров, являющейся общей как в макроскопических нерелятивистских задачах с известными масштабами, так и в релятивистских задачах с атомно-молекулярными масштабами.

В работе показано, что способ динамического микроволнового поглощения является способом анализа локального поля в твердотельной среде. Также рассмотрены некоторые следствия, вытекающие из соотношения неопределённости Бора для акта измерения параметров динамического микроволнового поглощения.

Преобразование соотношения неопределённости Бора для энергии и времени для акта измерения с целью использования его в качестве схемы измерения характеристик колебательного процесса в системе излучатель – волновод обусловлено взаимодействием диэлектрика с переменным магнитным СВЧ-полем измерительного прибора в процессе предельного электронного фазового перехода. Результатом является изменение состояния как измеряемого объекта, так и измерительной аппаратуры. Это проявляется в характеристике температурной зависимости добротности (dQ/dT) СВЧ-резонатора. При выполнении радиоспектроскопических температурных измерений основным требованием к характеристике нагруженного СВЧ-резонатора является слабая монотонная зависимость его добротности от температуры во всём интервале её изменения, причём всегда величина $dQ/dT > 0$. В этом случае величина производной dQ/dT считается слабым возмущением и

входит в аппаратную погрешность ЭПР - спектрометра. Добротность СВЧ-резонатора полагается постоянной величиной, что обуславливает постоянство времени затухания t_r резонатора, которая является главной характеристикой спектрального измерительного устройства. Анализ экспериментальных данных показал [3], что для диэлектриков, в которых при температуре $T=T_c$ наблюдается предельный электронный фазовый переход (сверхпроводящий переход) такое поведение нагруженного резонатора наблюдается только в области температуры $T>T_c$. В области температуры $T<T_c$ вместо характеристик электронных спин-резонансных переходов наблюдается микроволновое поглощение, проявляющееся в изменении знака производной добротности по температуре. Максимальный эффект в ЭПР - спектрометре наблюдается в нулевом поле на частоте 9,3 ГГц. Изучение частотной зависимости джоулевых потерь в традиционных низкотемпературных сверхпроводниках выявило их регистрацию в узкой области 9,2– 9,5 ГГц с максимальной величиной на 9,3 ГГц.

Поскольку наблюдение СВЧ-поглощения в средах сопровождается изменением заселенности спиновых электронных уровней энергии, то в процессе предельного фазового перехода должна измениться их заселенность, характеризующее состояние системы в состоянии до и после перехода,

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \exp(-E / k\Delta T_c), \quad (1)$$

где W_2, W_1 - вероятности заселённости электронных спиновых уровней в двух состояниях, E – энергия фазового перехода, k - константа Больцмана. Величина энтропии пропорциональна логарифму вероятности нахождения системы в данном состоянии, поэтому при помощи выражения (1) можно определить её изменение в процессе предельного фазового перехода. Равновесное состояние, определяемое локальными энергетическими изменениями в электронной спиновой системе, требует некоторого времени Δt , в течение которого изменяются амплитуда поглощения и мощность потерь, которые можно измерить с помощью функции вида $Q(t)$.

Ранее [1] показано, что условия Планка означают перенос энергии массы покоя ансамбля квазисвободных электронов, отличающихся по их спиновым состояниям, который сопровождается изменением термодинамической температуры ансамбля. В СВЧ-диапазоне проявляются инерционные свойства электронов и преимущество имеет динамический способ управления их направленным движением, при котором вследствие конечности угла пролёта электронов в пространстве дрейфа, управляющий сигнал вызывает изменение распределения электронов по скорости, приводящее к изменению распределения электронов по плотности. Так в резонаторе, используемом в качестве модулирующего элемента, возникает СВЧ-компонента тока электронного потока.

Предельный электронный фазовый переход отражает изменение функции состояния (энтропии) СВЧ-ветви электронного спектра, и для её измерения необходимы условия: 1 - роль управляющих сигналов в процессах возникновения СВЧ-компоненты тока электронного потока выполняют температура T и время t ; 2 - СВЧ-резонатор выполняет роль термостата; 3 – в интервале измерения термодинамической температуры $T, T + dT$ интервал изменения скорости $v, v + dv$ термического перезаселения электронов по их спиновым состояниям измеряется на частоте прецессии, на которой регистрируется их максимальная концентрация. Это исключает процедуру термостатирования нагруженного резонатора и обеспечивает регистрацию теплового эффекта перезаселения электронных спиновых уровней энергии в масштабе $(kT)^{-1}$. Измерение амплитуды микроволнового поглощения нагруженного СВЧ-резонатора требует только возбуждения излучателя, что достигается путём введения в полость резонатора источника теплового поля.

Эффект отображается в энергетическом масштабе $(kT)^{-1}$ и для его интерпретации можно использовать выражения для спиновой температуры и энтропии. Так для спиновой энтропии [4]

$$S = N k \ln (2S + 1) - C/2 (H_0^2 + H_{\text{лок}}^2) / \theta, \quad (2),$$

где S - спин электрона, N – константа Кюри, H_0 - внешнее магнитное поле, $H_{\text{лок}}$ - локальное магнитное поле, определяемое как поле, создаваемое данным спином в месте нахождения соседнего спина, k - константа Больцмана. В состоянии равновесия системы имеет максимальное и постоянное значение энтропии, которому соответствует некоторое значение спиновой температуры θ установления внутреннего теплового равновесия между термостатом и системой электронных спинов

$$\theta = - C(H_0^2 + H_{\text{лок}}^2)/E_0, \quad (3)$$

где E_0 – энергия в момент времени $\tau = 0$. Из выражений (2.2) и (2.3) следует, что в нулевом поле (H_0^2) температурный отклик от системы может быть связан только с $H_{\text{лок}}^2$ и формулы (2) и (3) запишутся, соответственно, в виде (2.1) и (3.1)

$$S = N k \ln (2S + 1) - C H_{\text{лок}}^2 / 2\theta \quad (2.1)$$

$$\theta = - C H_{\text{лок}}^2 / E_0 \quad (3.1)$$

Если использовать в качестве термостата для электронных спинов СВЧ-резонатор, возбужденный на частоте прецессии квазисвободного спина ($\approx 9,3$ Гц) и провести измерения нагруженного СВЧ-резонатора, фиксируя интервал времени $t, t+dt$, в течение которого добротность резонатора с излучателем изменяется в интервале $Q, Q+dQ$ от постоянного значения Q_1 , соответствующего температуре T_{c1} до постоянного значения Q_2 , соответствующего температуре T_{c2} по отношению к добротности Q_0 пустого резонатора, будет зафиксирована скорость изменения спиновой температуры (поток энтропии), содержащий сведения о структуре локального поля [5] излучателя (см. рис. 1.2) Видно, что для металлов добротность резонатора практически не зависит от температуры, в то время как для сверхпроводников зависимость dQ/dT носит резонансный характер, а для полупроводников она имеет вид размытого резонанса (см. рис. 1.1). Для случая

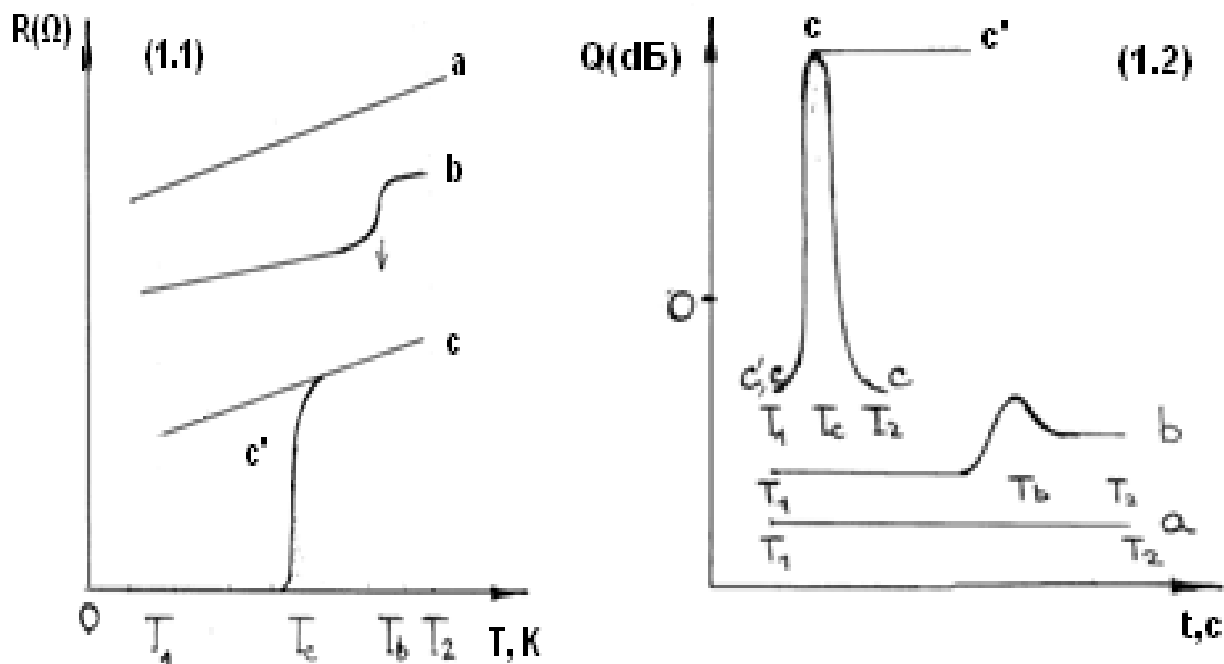


Рис.1. Схема зависимости в произвольном интервале температуры $T, T+ dT$ сопротивления по постоянному току $R(T)$ (1.1) и относительных потерь мощности $Q(t)$ (1.2) микроволнового резонатора на частоте 9,3 ГГц для металла (а), полупроводника (б) и диэлектрика в сверхпроводящем (с) и несверхпроводящем (с') состояниях.

предельного электронного фазового перехода динамические характеристики имеют резонансный характер и проходят через нулевую точку на шкале отсчёта относительных потерь микроволновой мощности, что свидетельствует о колебательном характере

процесса термического возбуждения электронной спиновой системы и использовании гармонического приближения при его описании.

Полученные результаты можно объяснить с помощью электродинамической модели (рис.2) предельного электронного фазового перехода, введя в традиционную модель дополнительные параметры: 1– интервал температуры начала и конца фазового перехода соответственно, T_{1c} и T_{2c} ($T_{1c} > T_{2c}$); 2 - ΔT_c – ширина перехода; 3- t - время, требуемое для его осуществления; 4- N_{1c} и N_{2c} -заселенности электронных спиновых уровней энергии при температурах T_{1c} и T_{2c} , соответственно. Теперь предельный фазовый переход может рассматриваться как процесс формирования микроволнового импульса, вызванного перемагничиванием электронов при инерционном возбуждении излучателя. Параметры процесса предельного электронного фазового перехода задаются действительными, положительными и отличными от нуля числами и регистрация в лабораторной системе координат интервала времени $[t, t+dt]$ перемагничивания электронов, сопровождающееся изменением температуры излучателя в интервале температуры $[T, T+dT]$, будет макроскопической величиной, представляющей скорость изменения электронной спиновой энтропии (dS_c/dT_c)

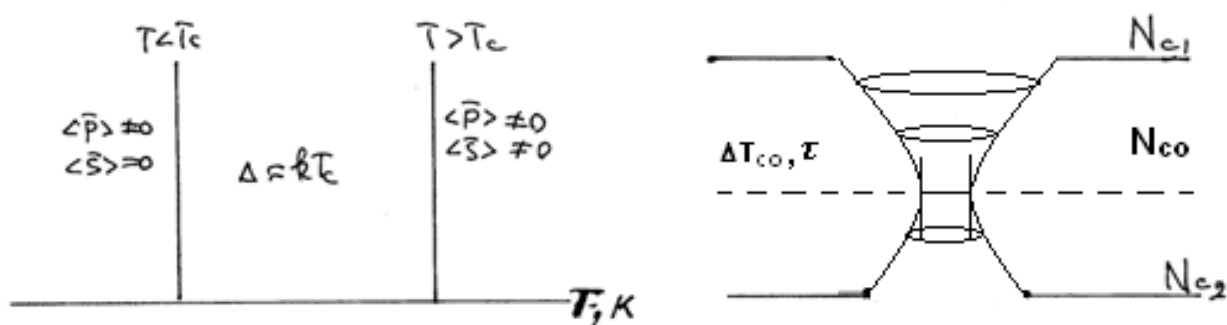


Рис.2. Традиционная (слева) и электродинамическая (справа) двухуровневые модели предельного электронного фазового перехода

Поскольку предельный электронный фазовый переход идентифицируется одной группой степеней свободы, то на резонансной частоте фазового перехода регистрируется функция плотности распределения средних значений энергии или числа степеней свободы, формирующих единичную группу.

Условие динамического резонанса для электронной системы в переменном электромагнитном поле и движение точки резонанса в стандартных обозначениях записываются, соответственно, соответственно, в виде (4) и (5)

$$\oint [\mathbf{p} + (e/c) \mathbf{A}] d\mathbf{q} = n\hbar, \quad (4)$$

$$(e/c) \int \mathbf{A} d\mathbf{q} = (e/c) \int r_0 A_k A^{-1} dk. \quad (5)$$

Литература.

1. Ермолаева Т.Т. В Сб. трудов Регион.18-й конференции по распространению радиоволн, СПб. 9-11. 11-12, с.163.
2. Ермолаева т.Т. В Трудах 9-го Междунар. Симпозиума по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии, СПб, ЛЭТИ, 13-16.09.11, с.354.
3. Ермолаева Т.Т. Электроника СВЧ., 10(444), 1991,с.3.
4. Сликтер Ч. Основы магнитного резонанса М., «Мир», 1981.
5. Ermolaeva T.T. Supercind.Sci.Technol., 4,1991,689.

О РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ДАЛАМБЕРА

Кафедра радиофизики физического факультета СПбГУ

Для уравнения Даламбера нулевой и единичной пространственной размерности сформулированы условия, обеспечивающие единственное решение уравнения при заданном источнике. Для источника с включением это задача Коши. Для источника с гармонической зависимостью от времени это предельные условия на бесконечности в пространстве. Провозглашён принцип независимости предельных условий на бесконечности от выбора начала координат. Показано, что условие излучения Зоммерфельда не годится в качестве предельного условия. Принцип излучения Зоммерфельда соответствует решению задачи Коши,

Имеющиеся [1, 2] классические постановки задачи для уравнения Даламбера либо неполны, либо неверны. Для уравнения Гельмгольца, которое получается из уравнения Даламбера после преобразования Фурье по времени, используется принцип излучения Зоммерфельда [3], который предполагает два возможных решения при одном и том же источнике, что противоречит принципу единственности поля, возбуждаемого одним и тем же источником. Кроме того, в физической литературе принято вместо решения предварительно поставленной задачи получение поля на основе преобразования Фурье. Эта литература многочисленна, Отметим только [1, 4]. После преобразования Фурье получается алгебраическое уравнение, единственность решения которого обеспечивает единственность поля, получаемого обратным Фурье-преобразованием. Как правило, это преобразование не вписывается в рамки классического преобразования Фурье, что вынуждает прибегнуть к описанию задачи в обобщённых функциях [1, 5] и, соответственно, к обобщённому преобразованию Фурье. Далеко не всегда вычисление обратного преобразования Фурье провидится по правилу, допустимому в обобщённых функциях [1, 4]. Остаётся открытым вопрос о связи решений, полученных на основе предварительно сформулированной задачи и решений, полученных на основе преобразования Фурье.

Целью работы является формулировка условий единственности решений для уравнения Даламбера при одном и том же источнике, проведение вычисления обратного преобразования Фурье по правилу, допустимому в обобщённых функциях, сопоставление решений, полученных на основе предварительно сформулированной задачи и решений, полученных на основе преобразования Фурье, и решений, полученных с использованием принципа излучения Зоммерфельда.

Одномерное уравнение Даламбера имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) u = -q(x, \tau), \quad -\infty < x < +\infty, \quad \tau = ct. \quad (1)$$

c – скорость света. Если источник не зависит от времени, то уравнение Даламбера (1) превращается в одномерное уравнение Пуассона

$$\frac{d^2}{dx^2} u = -q(x), \quad -\infty < x < +\infty. \quad (2)$$

Если $q(x)$ – кусочно непрерывная функция, то решение ищется в классе C^1 . При плотности заряда в виде δ – функции решение ищется в классе непрерывных функций. Условия, обеспечивающие единственное решение уравнения, тождественно равно нулю в случае отсутствия источника, задаются как предельные при $x \rightarrow \pm\infty$. Формулировка условий однозначности решения как предельных в случае, когда x меняется в бесконечных пределах, означает, что эта формулировка не должна быть привязана ни к какой внутренней точке. В [1] такие условия не сформулированы. Они сформулированы в [2] и имеют вид

$$u \rightarrow A|x| \pm B \text{ при } x \rightarrow \pm\infty, \quad (3)$$

где A и B – произвольные вещественные константы. Эти предельные условия инвариантны по отношению к сдвигу начала координаты, что и означает отсутствие в формулировке привязанности к внутренней точке. Условия накладывают ограничения на плотность заряда. Если плотность заряда не точечная, то она должна принадлежать к классу функций, являющихся производными от непрерывных функций [2]. На бесконечности плотность заряда должна убывать быстрее обратной второй степени модуля x . В случае точечного источника искомое непрерывное решение уравнения (2), удовлетворяющее предельным условиям (3), имеет вид

$$G(x) = -\frac{|x|}{2}. \quad (4)$$

Непосредственной проверкой убеждаемся в удовлетворении этим потенциалом предельным условиям и уравнению. В [4] искомое решение уравнения Пуассона с точечным источником получается без формулировки предельных условий на основе преобразования Фурье. После преобразования это уравнение имеет вид

$$k^2 G_k = 1 \text{ и } G_k = k^{-2}. \quad (5)$$

Единственность решения этого уравнения заменяет предельные условия. Обратное преобразование Фурье является расходящимся интегралом. В [4] остроумным способом эта расходимость устраняется, после чего вычисления приводят к потенциалу (4). Однако в волевом устранении расходимости нет необходимости, достаточно применить стандартную процедуру, приятную в теории обобщённых функций для вычисления обратного Фурье-преобразования.

$$T_{k^{-2}} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi(x) \exp(ikx) \right) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{k} \int_{-\infty}^{\infty} x dx \varphi(x) \exp(ikx) = T_{ik^{-1}} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x dx \varphi(x) \exp(ikx) \right).$$

После вычисления для потенциала получится формула (4).

Таким образом, одно и то же выражение (4) для потенциала точечного источника получено как решение, удовлетворяющее предельным условиям (3), так и вычислением обратного Фурье-преобразования методом, принятым в теории обобщённых функций.

Если источник не зависит от пространственной переменной, а зависит только от времени, то уравнение Даламбера (1) превращается в простейшее уравнение теории цепей

$$\frac{d^2}{d\tau^2} u = q(\tau). \quad (6)$$

Если $q(\tau) = A \cos(\omega\tau)$, то предельные условия имеют вид

$$u(\tau) \rightarrow C \cos(\omega\tau) \text{ при } \tau \rightarrow \pm\infty. \quad (7)$$

Аналогичное условие получается, если вместо косинуса в зависимости источника от времени стоит синус. Предельное условие (7) инвариантно по отношению к сдвигу начала временной координаты. Решение уравнения (6), удовлетворяющее предельному условию (7) имеет вид

$$u(\tau) = -A\omega^{-2} \cos(\omega\tau).$$

Из этого решения видно, что в число допустимых источников с гармонической зависимостью от времени не входят источники с нулевой частотой.

Пусть

$$q(\tau) = \begin{cases} A \cos(\omega\tau) & \text{при } \tau \geq 0, \\ 0 & \text{при } \tau < 0 \end{cases}. \quad (8)$$

$u(\tau)$ тождественно равно нулю при $\tau < 0$. Из принадлежности потенциала к классу C^1 следует

$$u(0) = 0, \quad u'(0) = 0. \quad (9)$$

Предельные условия (9) обеспечивают единственность решения задачи Коши для уравнения (6), которое в случае источника (8) имеет вид

$$u(\tau) = A\omega^{-2}(1 - \cos \omega\tau), \quad \tau \geq 0.$$

Пусть теперь $q(x, \tau) = q(x)\cos \omega\tau$. В этом случае решение уравнения Даламбера (1) имеет вид $u(x, \tau) = v(x)\cos \omega\tau$, а функция $v(x)$ должна удовлетворять неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \omega^2\right)u = -q(x), \quad -\infty < x < +\infty, \quad \text{в частности, } q(x) = \delta(x). \quad (10)$$

Условия, обеспечивающие единственное решение уравнения для заданного источника, задаются как предельные при $x \rightarrow \pm\infty$. Эти условия имеют вид

$$u \rightarrow A \sin(\omega|x|) \pm B \cos(\omega x) \quad \text{при } x \rightarrow \pm\infty, \quad (11)$$

где A и B – вещественные константы, так как при вещественном источнике потенциал может быть только вещественным. Эти предельные условия инвариантны по отношению к сдвигу начала координат, что и означает отсутствие в формулировке привязанности к внутренней точке. При $\omega = 0$ неоднородное уравнение Гельмгольца переходит в уравнение Пуассона. Предельные условия (11) переходят в предельные условия (4) одномерного уравнения Пуассона.

Условие излучения Зоммерфельда [3] приводит к предельным условиям вида

$$u \rightarrow A \exp(i\omega|x|) \quad \text{или} \quad u \rightarrow B \exp(-i\omega|x|) \quad \text{при } x \rightarrow \pm\infty. \quad (12)$$

Удовлетворение этим условиям возможно лишь комплексным решением. Если решение удовлетворяет первому из этих условий, то комплексно сопряжённое от него удовлетворяет второму условию. Само наличие двух разных условий для одного и того же источника противоречит принципу единственности решения. Таким образом, предельные условия по принципу излучения Зоммерфельда (12) не годятся в качестве предельных условий однозначного решения неоднородного уравнения Гельмгольца.

Если источник в уравнении Гельмгольца (10) точечный, то потенциал $G(x)$, удовлетворяющий предельным условиям (30), имеет вид

$$G(x) = -\frac{\sin(\omega|x|)}{2\omega}. \quad (13)$$

При $\omega = 0$ это решение переходит в соответствующее решение уравнения Пуассона (4). В этом случае решение уравнения Даламбера с гармоническим от времени источником приобретает вид

$$u(x, \tau) = -A \frac{\sin(\omega|x|)\cos \omega\tau}{2\omega}. \quad (14)$$

Из решения (14) видно, что гармонический во времени, точечный в пространстве источник возбуждает стоячую волну, а не бегущую, как это получается в случае использования условия излучения Зоммерфельда.

В теории обобщённых функций принято искать решение, используя преобразование Фурье по координате. Уравнение (10) с точным источником после преобразования Фурье имеет вид

$$(k^2 - \omega^2)G_k = 1. \quad \text{Его решение } G_k = \frac{1}{k^2 - \omega^2}.$$

Вычисление обратного преобразования Фурье по процедуре, принятой в теории обобщённых функций, приводит к решению (14) в виде стоячей волны.

Пусть теперь

$$q(x, \tau) = \begin{cases} A\delta(x)\cos(\omega\tau) & \text{при } \tau \geq 0, \\ 0 & \text{при } \tau < 0 \end{cases}. \quad (15)$$

$u(x, \tau)$ тождественно равно нулю при $\tau < 0$. Из непрерывности потенциала и его производной как функции времени следует

$$u(x, 0) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \tau} u(x, 0) = 0. \quad (16)$$

Эту задачу Коши для уравнения Даламбера (1) решаем с использованием преобразования Лапласа по времени. После преобразования имеем

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - p^2 \right) u_p = -\frac{Ap}{p^2 + \omega_0^2} \delta(x). \quad (17)$$

Требуется найти такое решение этого уравнения, которое было бы при любом x аналитической функцией p при $p \rightarrow +\infty$. Предельные условия для функций, преобразованных по Лапласу, качественно отличаются от практики применения принципа излучения Зоммерфельда. В случае преобразования Лапласа фиксируется пространственная координата и формулируются предельные условия по параметру. Условие излучения Зоммерфельда формулируется как предельное условие по координате при фиксированной частоте. Решением уравнения (17), удовлетворяющим требованиям на функции, преобразованных по Лапласу, является выражение

$$u_p(x) = \frac{A \exp(-p|x|)}{2(p^2 + \omega_0^2)}. \quad (18)$$

Сделаем аналитическое продолжение этой функции от положительных p на мнимую ось p , где $p = \pm i\omega$, что соответствует вещественной частоте. На мнимой оси функция имеет особенность типа полюса при $\omega = \pm \omega_0$. Для любой частоты, отличной от $\pm \omega_0$, $u_{i\omega}(x)$, как функция x , удовлетворяет принципу излучения Зоммерфельда. Таким образом, если бы мы строили $u_p(x)$ не из требования поведения при каждом x функции как функции p при $p \rightarrow +\infty$, а по условию излучения Зоммерфельда, то мы получили бы правильный результат. Принцип излучения Зоммерфельда соответствует только требованиям задачи Коши, что и объясняет более чем столетнюю живучесть принципа излучения Зоммерфельда как средства при решении задач излучения. Однако задача Коши не нуждается для своего решения в каких бы то ни было принципах. Всё необходимое и достаточное содержится в начальных данных. Таким образом, принцип излучения Зоммерфельда годится как раз тогда, когда в нём нет необходимости.

Обратное преобразование Лапласа от функции (18) имеет вид

$$u(x, \tau) = \frac{1}{4\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{dp}{p^2 + \omega_0^2} \exp[p(\tau - |x|)] = \frac{1}{2\omega_0} \begin{cases} \sin[\omega_0(\tau - |x|)], & \tau > |x|, \\ 0, & \tau \leq |x| \end{cases}. \quad (19)$$

Функция (19) удовлетворяет нулевым начальным условиям задачи Коши. Она непрерывная, как это и должно быть в случае точечного источника. Если при решении этой задачи руководствоваться принципом излучения Зоммерфельда, а не требованиями преобразования Лапласа, то получится то же решение (19), однако без ограничения условием $\tau \geq |x|$. Таким образом, показано, что принцип излучения Зоммерфельда соответствует только требованиям задачи Коши. Задача Коши не нуждается для её решения в каких бы то ни было принципах. Всё необходимое и достаточное содержится в начальных данных. Итак, принцип излучения Зоммерфельда годится как раз тогда, когда в нём нет необходимости.

Итак, рассмотрены задачи для одномерного уравнения Пуассона, одномерного неоднородного уравнения Гельмгольца, для уравнения Даламбера нулевой и единичной

пространственной размерности. Дана постановка этих задач. При конечном заряде плотность заряда должна убывать к бесконечности быстрее обратной второй степени расстояния от произвольно выбранного начала координат. Если плотность заряда принадлежит к классу кусочно однородных функций, то потенциал должен принадлежать классу функций с непрерывной производной. Если плотность заряда точечная, то потенциал должен быть непрерывным. Единственность решения при заданном источнике для уравнения Пуассона и уравнения Гельмгольца обеспечивается предельными условиями на бесконечности. Эти предельные условия сформулированы. Для уравнения Гельмгольца сформулированные предельные условия соответствуют стоячей волне. При частоте, стремящейся к нулю, они переходят в предельные условия уравнения Пуассона. Показано, что эти предельные условия противоречат условиям излучения Зоммерфельда, которые приводят к неоднозначному решению, так как при одном и том же источнике решение ведёт себя на бесконечности как функции $\exp(\pm i\omega x)$. Таким образом, условия излучения Зоммерфельда не годятся в качестве предельных условий однозначного решения неоднородного уравнения Гельмгольца.

При решении задачи методом преобразования Фурье однозначность решения алгебраического уравнения, получившегося после преобразования, эквивалентна удовлетворению предельным условиям. Вычисление обратного преобразования Фурье по правилу, принятому в теории обобщённых функций, приводит к решению, полученному с требованием удовлетворения сформулированному нами предельному условию, а не условию излучения Зоммерфельда. К необходимости решения задачи для уравнения Гельмгольца сводится задача для уравнения Даламбера с гармоническим по времени источником.

Рассмотрена задача Коши для волнового уравнения с одномерной пространственной размерностью. Задача решена с использованием преобразования Лапласа. Функция, преобразованная по Лапласу как функция x при чисто мнимом p удовлетворяет принципу излучения Зоммерфельда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. // М. Наука. 1988.
2. Кириллов В.В. // Регион. XVI конф. по распр. радиоволн, С-Петербург, 9-11 ноября 2010. С.160.
3. A. Zommerfeld. Jahresber. d. D. Math. Vereinigung, 21, 309, 1912
4. Иваненко Д., Соколов А. Классическая теория поля. // М.-Л.. Тех.-теор. изд.. 1949.
5. Колмогоров А. Н., Фомин С. В. Элементы теории функций и функционального анализа // М.. Наука. 1968.
6. Градштейн И. С. и Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. //М.. ГИЗ. Ф.-М. Лит. 1962.
7. Тихонов А. Н., Самарский А. А. // ЖЭТФ, т.18.вып. 2, с. 98, 1948.

А.И. Смирнов.

Численный анализ электрически малых антенн

ООО «Научный центр прикладной электродинамики»

Рассмотрены некоторые электрически малые антенны (ЭМА). Численным анализом показана эффективность диэлектрических резонансных и согнутых антенн.

В литературе [1-10] приведены противоречивые сведения об эффективности разного типа ЭМА. Мы проведем сравнительный анализ диэлектрических резонансных антенн (ДРА) и одного типа согнутой антенны с диполем, размер которого равен наибольшему размеру сравниваемой антенны. Сравнение производится по значению КПД на резонансной частоте ДРА или согнутой антенны с КПД диполя на этих частотах при учёте узкополосного согласования LC Г-образной цепью.

Для проверки влияния диэлектрической проницаемости на излучение антенны была создана компьютерная модель ДРА. При создании модели ДРА был использован файл примера 12 Dielectric resonator antenna on finite ground из FEKO Suite 5.5. Модель содержит ДРА, состоящую из сферического диэлектрика радиуса 12.5 мм с ϵ_r . Бесконечно тонкая антенна размером 20 мм возбуждается источником ЭДС в её середине (рисунок 1).

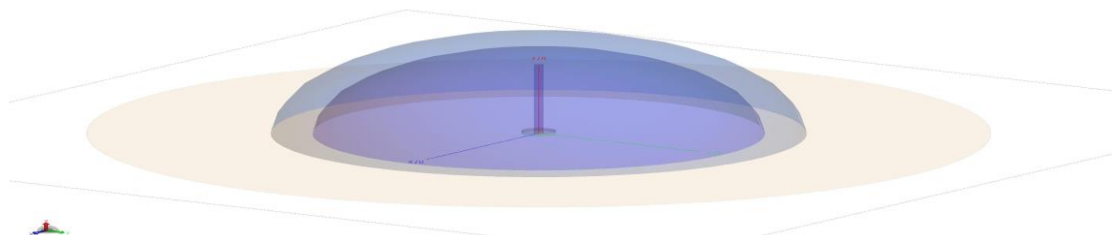


Рисунок 1 - расчётная схема ДРА

В расчётах изменялась относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_r антенны (1, 5, 8, 9.5); при этом предполагалось отсутствие потерь. Производились расчёты коэффициента сопротивления излучения антенны, излучаемой мощности P и строилась диаграмма направленности антенны на частоте максимума P . Частота изменялась от 1.5 до 18 ГГц. КПД определялось как отношение активной части сопротивления излучения к сумме активной части и активного сопротивления цепи согласования. Полагается, что индуктивности, используемые для компенсации реактивной части сопротивления излучения и согласования с источником питания, имеют добротность, равную 100. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1

ϵ	h, мм	$f_{рез1}$ Δf ГГц	$R_{изл1}$ мВт	$R_{рез1}$, ом	$Z_{диполя}$ на $f_{рез1}$ ДРА ом	КПД при со- гласовании, %	КПД диполя на $f_{рез1}$ ДРА при со- гласовании, %
1	25	6 0.5	7	73		100	
5	20	3.3 0.1	57	7.5	16.8 – j800	0.98	0.67
8	20	2.6 0.03	180	2.7	10.3 – j1150	0.96	0.47
9.5	20	2.5 0.02	280	1.5	9.2 – j1220	0.95	0.45

Результат положительный для ДРА: резонансные частоты ДРА понизились, непропорционально уменьшилась ширина полосы пропускания. Кпд ДРА больше кпд диполя с размером ДРА на резонансных частотах.

Для разрешения вопросов по изогнутым диполям создана на ФЕКО модель симметрично изогнутого диполя. Похожие антенны описываются в книге [9], в разделе 10.3 «Компактные антенны». (Там они названы вложенными многодиапазонными вибраторами.) Его высота $h=25$ мм, сдвиг по оси $x - h_2$, согнутая часть не доходит до плоскости x_0 на h_3 . Источник питания – в центре диполя (рисунок 2). Результаты представлены в таблице 2.

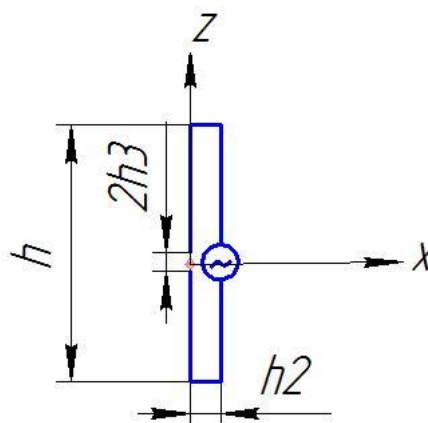


Рисунок 2 – расчётная схема изогнутой антенны

Таблица 2

	h, мм	$f_{рез1}$ $\Delta f_{0.5}$ ГГц	$P_{изл1}$ мВт	$R_{рез1}$ ом	$Z_{диполя}$ на $f_{рез1}$ согнутого диполя	Кпд при согласовании на своей резонансной частоте, %	Кпд диполя на $f_{рез1}$ согнутого диполя при согласовании, %
диполь	25	6 0.5	7	73		100	
согнутый диполь	25	3.2 0.1	22	26	15.7 -j830	99	65

Итак, согнутый диполь стал излучать почти как вдвое более длинный диполь! Но у него непропорционально уменьшилась $\Delta f_{0.5}$. Кпд согнутого диполя больше кпд диполя с размером согнутого диполя на его резонансной частоте и примерно равно кпд ДРА с $\epsilon=5$.

В модели изогнутой антенны рассмотрено влияние зазора между изогнутыми концами антенны h_3 на её параметры. Результаты представлены в таблице 3.

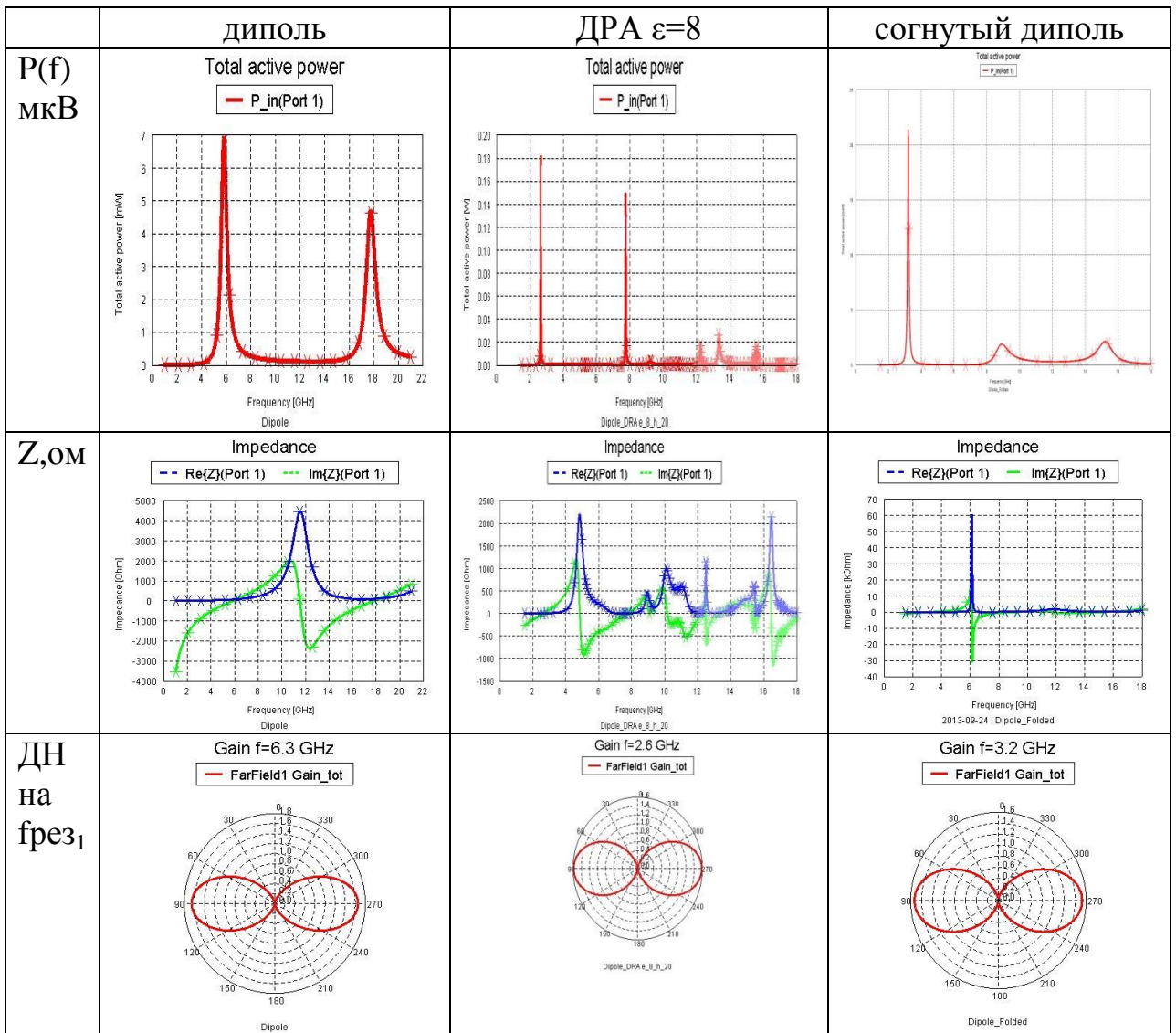
Таблица 3

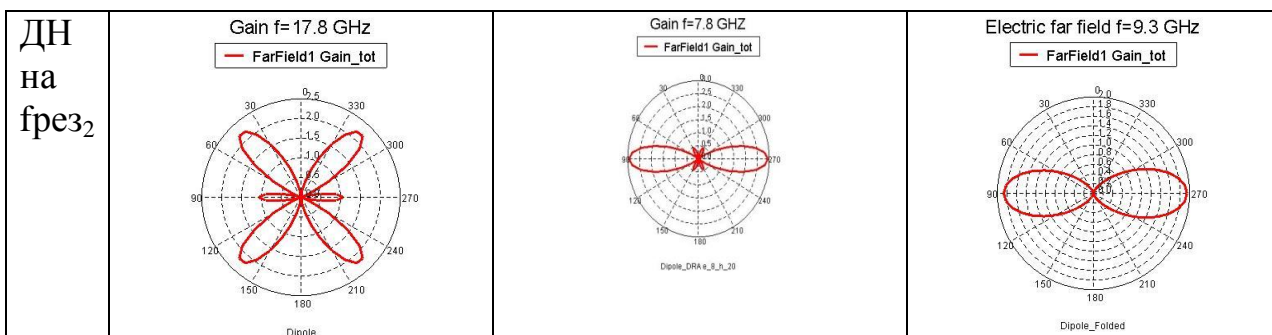
h2, мм	h3, мм	$f_{рез1}$ $\Delta f_{0.5}$ ГГц	$P_{изл1}$ мВт	$R_{рез1}$ ом	$f_{рез2}$ $\Delta f_{0.5}$ ГГц	$P_{изл2}$ мВт	$R_{рез2}$ ом	$f_{рез3}$ $\Delta f_{0.5}$ ГГц
диполь	h = 25	6 0.5	7	73	18.3 0.9	5	95	
2.5	2.5	3.2 0.1	22	26	9 1	2	250	15 1.2
2.5	1	3.0 0.04	40		8.5 1.2	1.5		14.5 0.9
1	1	3.36	23		8.4	1.6		15.4

		0.05			1.1		0.9
2.5	0.1	2.9	160		7.9	1.3	13.9
		0.02			1.4		0.8
0.1	0.1	3.9	15		7.9	4	16
		0.1			0.8		0.5
2.5	5	3.5	14		10.1	3.2	16.8
		0.15			0.7		1.8
5	5	3.1	16		9.2	2.7	15.4
		0.1			0.8		1.2
2.5	10	4.3	8.5		13.2	10.7	-
		0.3			0.3		

При уменьшении зазора разомкнутой части согнутого диполя h_3 его резонансная частота ещё более уменьшается; уменьшается также ширина полосы.

Приведём сводную таблицу графиков для диполя, ДРА и согнутого диполя.





Итак, численным моделированием подтверждены выводы работы [5], что ДРА не эффективнее проволочных антенн тех же размеров при $\epsilon \leq 5$, если не считать эксплуатационных преимуществ ДРА в их изоляции от соприкосновения с окружением. Согнутый диполь имеет резонансную частоту почти как у вдвое более длинного диполя, что согласуется с данными, приведёнными в работах [8,9].

Литература

- 1 Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микроразомкнутые антенны. – М.: Радио и связь, 1986.
- 2 Банков С.Е., Давыдов А.Г., Папилов К.Б. Малогабаритные печатные антенны круговой поляризации, Журнал радиоэлектроники №8 2010
- 3 Банков С.Е., Папилов К.Б. Оптимизация и сопоставление малогабаритных печатных антенн по совокупности показателей качества// III Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь» – ИРЭ РАН, 26-30 октября 2009 г.
- 4 Слюсар В. // Диэлектрические резонаторные антенны.// ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес 2/2007 с.28-37
5. Experimental Validation of Performance Limits and Design Guidelines for Small Antennas Daniel F. Sievenpiper, David C. Dawson, Minu M. Jacob, Tumay Kanar, Sanghoon Kim, Jiang Long, and Ryan G. Quarfoth, *IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION*, VOL. 60, NO. 1, JANUARY 2012
6. Small antennas and radiation resistance. http://www.w8ji.com/radiation_resistance.htm
7. Limited Space Antennas.ppt (Интернет ресурс).
- 8.Small Antennas for High Frequencies *Iulian Rosu, YO3DAC / VA3IUL*, <http://www.qsl.net/va3iul/>
9. Ротхаммель К., Антенны, изд. 11, т.1, 2, 2005
10. Беличенко В.П., Запасной А.С., Электрически малые антенны: проблемы, сомнения, новые результаты // РАДИОТЕХНИКА. ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ. АНТЕННЫ. МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА Доклады ТУСУРа, № 2 (24), часть 1, декабрь 2011

О.И.Столяров¹⁾, А.Ю.Новиков²⁾, Е.Е.Латышев²⁾, Д.И.Наумов¹⁾.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА РАДИОВОЛНОВОГО ДАТЧИКА.

¹⁾ Физический факультет СПбГУ.

²⁾ ОАО «ТЕХПРИБОР», г. Санкт-Петербург.

Расчетами и измерениями показана возможность использования резонатора в виде закороченного с торцов отрезка спирального волновода в качестве чувствительного элемента радиоволнового датчика применительно к определению некоторых характеристик топлива, таких как диэлектрическая проницаемость и содержание воздуха. Резонатор может быть сопряжен с магистралью подачи топлива в двигателях самолета или автомобиля.

При измерении характеристик топлива, подаваемого в двигателях самолета или автомобиля, используют разнообразную информацию с соответствующих датчиков, включая число оборотов двигателя [1], теплопроводность топлива [2], его свойства по светопоглощению [3], температуру [4], уровень топлива в баках с емкостного датчика [5], скорость ультразвука в топливе [6], долю воздуха в газо-воздушной смеси [7], диэлектрическую проницаемость топлива [8]. Совершенствование датчиков названной информации остается актуальным до настоящего времени.

В данной работе анализируются электродинамические характеристики резонатора в виде закороченного с торцов отрезка спирального волновода при его использовании в качестве чувствительного элемента радиоволнового датчика диэлектрической проницаемости и доли воздуха в топливе.

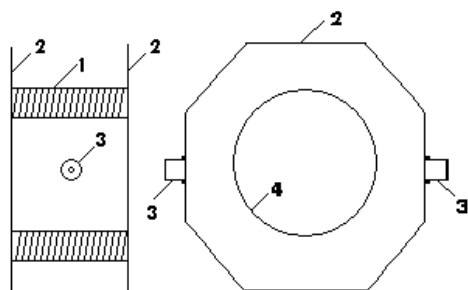


Рис. 1.

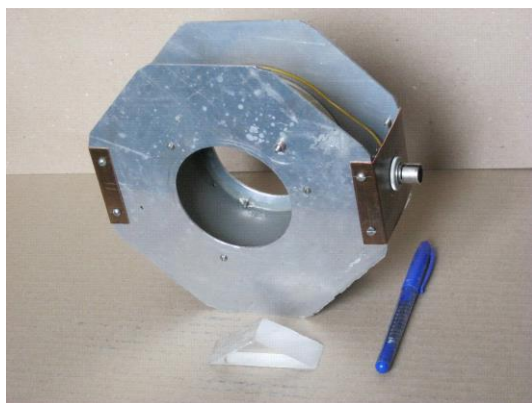


Рис. 2.

Измерения проведены на макете, устройство которого показано на рис.1. На диэлектрическом цилиндре выполнена обмотка 1 медным проводом. Концы провода замкнуты на металлические торцевые пластины 2, прикрепленные к цилиндру. Коаксиальные разъемы 3 расположены на металлических перегородках, прикрепленных к краям торцевых пластин. К разъемам внутри макета подходят проводники, выполняющие функции возбуждающего и приемного зондов. Расположение проводников подбиралось экспериментально для получения нормальной резонансной кривой на экране измерительного прибора (на рис. 1 эти проводники не показаны). Торцевые пластины 2 имеют центральные отверстия 4, имитирующие связь внутреннего объема резонатора с трубопроводом, по которому в реальной конструкции датчика подается топливо. Фотография макета представлена на рис. 2.

Расчет числа витков и диаметра провода проводился по известному

дисперсионному уравнению для анизотропно-проводящего цилиндра. Предварительные измерения и подбор возбуждающих и приемных зондов проведены на аналоговой установке, имеющейся на физическом факультете.

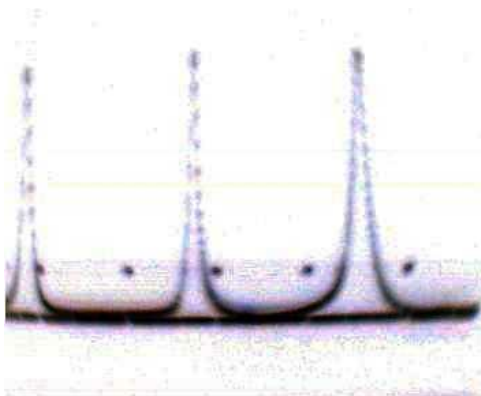


Рис. 3.

сказано более подробно.

Реально топливо (например, керосин) во внутренний объем не заливалось. Однако представляется достаточно очевидным, что если залить во внутренний объем резонатора топливо, то по сравнению с воздухом резонансная кривая в основном сдвинется в сторону более низких частот, так как потери энергии электромагнитного поля в топливе малы. Если в этом объеме появляется воздух с меньшей диэлектрической проницаемостью, чем у топлива, то резонансная кривая сдвигается в область более высоких частот. По этому сдвигу после калибровки можно судить о количестве воздуха. В рамках описываемых измерений мы поступали более просто, не заливая топливо во внутренний объем. Изменение диэлектрической проницаемости можно имитировать, если просто изменить на соответствующую величину диэлектрическую проницаемость в объеме, который может занимать воздух. Для этой цели в эксперименте использовался вкладыш из органического стекла, который виден на рис. 2.

Диэлектрическая проницаемость керосина около 2, органического стекла около 3. Внесение вкладыша на аналоговой установке показало, что вполне надежно фиксируется изменение диэлектрической проницаемости в 3-х процентной части объема. Для повышения чувствительности прибора X1-42 к сдвигу резонансной частоты (по сравнению с указанной в паспорте точностью 1 МГц) этот прибор ставился в режим ручной перестройки частоты. В этом режиме вместо развертки

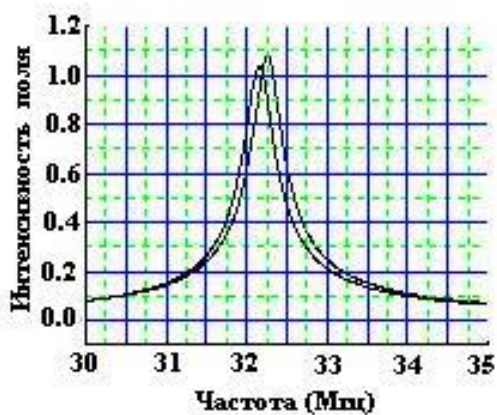


Рис. 4.

внесения вкладыша показан на рис. 4.

Сдвиг резонансной частоты на этой установке

можно получить на экране индикаторного блока светлую точку, которая устанавливается на крутом участке резонансной кривой. Следует заметить, что резонансные кривые на рис.3 показаны в инверсном цвете. Сдвиг резонансной кривой отражается на вертикальной координате этой точки, изменение последней можно регистрировать более точно (почти на порядок), чем сдвиг этой кривой непосредственно по шкале частот.

Финальные более точные измерения проведены на цифровой установке, имеющейся в ОАО «ТЕХПРИБОР» и использующей для формирования частотной развертки прямой цифровой синтез. Результат

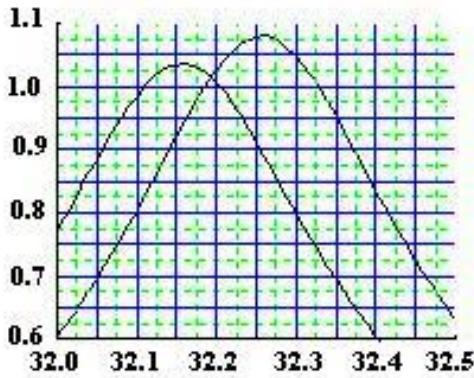


Рис. 5.

чувствительности резонатора к изменению диэлектрической проницаемости всей внутренней среды возможен и проведен в приближении учета спиральной катушки как анизотропно-проводящего цилиндра и без учета влияния диэлектрического цилиндра, на котором размещена катушка. Последнее дает разницу между экспериментальными и теоретическими результатами. Для расчета получено дисперсионное уравнение для спирали с диэлектрическим заполнением внутренней области. На основе его зависимость собственной частоты резонатора f от абсолютной диэлектрической проницаемости ε внутренней области передается соотношениями:

$$\left(\frac{N\pi}{h}\right)^2 = (\gamma_1 \cdot \gamma_2) \left[1 + \operatorname{tg}^2 \psi \frac{K_0(\gamma_2 a) I_0(\gamma_1 a)}{K_1(\gamma_2 a) I_1(\gamma_1 a)} \cdot \frac{\gamma_1 K_1(\gamma_2 a) I_0(\gamma_1 a) + \gamma_2 K_0(\gamma_2 a) I_1(\gamma_1 a)}{\gamma_1 K_1(\gamma_2 a) I_0(\gamma_1 a) + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \gamma_2 K_0(\gamma_2 a) I_1(\gamma_1 a)} \right];$$

$$\gamma_1^2 = \left(\frac{N\pi}{h}\right)^2 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} k^2; \quad \gamma_2^2 = \left(\frac{N\pi}{h}\right)^2 - k^2; \quad f = \frac{kc}{2\pi}.$$



Рис. 6.

нелинейного уравнения. По сравнению с приближенными дисперсионными уравнениями для спирали в слоистом магнитоэлектрике [9] нами использовано уравнение более точное, без упрощающего предположения о замедлении волны, гораздо большем 1. Такое предположение выравнивает поперечные волновые числа разных областей и упрощает уравнение.

можно отсчитывать с точностью до 0.01 МГц как с помощью имеющегося программного обеспечения, так и по частотной шкале соответствующего масштаба. Последнее иллюстрируется на рис. 5., на котором приведена верхняя часть резонансных кривых, показанных на рис. 4.

Измерения на макете были проведены в связи с большой сложностью, граничащей с невозможностью, теоретической оценки сдвига резонансной частоты под влиянием изменения диэлектрической проницаемости среды в малой части внутреннего объема, отражающей

присутствие воздуха. Теоретический расчет

в которых N – число замедленных полуволн между торцами резонатора, h – его продольный размер, γ_1 – поперечная постоянная распространения внутренней области, γ_2 – поперечная постоянная распространения внешней области, ψ – угол катушки, a – радиус спирали, I_0 , I_1 , K_0 , K_1 – цилиндрические функции, ε_0 , k , c – диэлектрическая проницаемость, волновое число и скорость света в свободном пространстве соответственно. В приведенных соотношениях известны все величины кроме k , которое определяется численным решением

Пример расчета зависимости собственной частоты (при измерениях это резонансная частота) от диэлектрической проницаемости, зависящей от марки топлива, показан на рис. 6.

Результаты данной работы сводятся к показанной возможности использования цилиндрического спирального резонатора как чувствительного элемента датчика диэлектрической проницаемости топлива и содержания воздуха в топливе, протекающем по трубопроводу. С помощью аналоговой аппаратуры показана фиксация доли воздуха около спирали, составляющей 3% от объема топлива. На цифровой аппаратуре эта доля на порядок меньше, а диэлектрическая проницаемость может быть измерена с точностью до третьего знака.

Литература.

1. Вяткин Д. В. Способ и устройство для регулирования состава горючей смеси в двигателях. Патент РФ № 2282746, 27.01.2004.
2. Фурмаков Е.Ф. и др. Топливоизмерительная система с коррекцией по теплопроводности топлива. Патент РФ № 2208553, 20.07.2003.
3. Фурмаков Е.Ф. и др. Топливоизмерительная система с идентификацией марки топлива по его теплопроводности и светопоглощению.
4. Грибовский А.А., Грибовский А.А. Способ формирования топливоздушнoй смеси и устройство для его реализации (варианты). Патент РФ № 2405961, 27.12.2009.
5. Фурмаков Е.Ф. и др. Бортовая топливоизмерительная электроемкостная система. Патент РФ № 2384486, 20.03.2010.
6. Фурмаков Е.Ф. и др. Бортовая топливоизмерительная система летательного аппарата. Патент Р.Ф. № 2384480, 20.03.2010.
7. Кадышев В.Г., Куликов А.С. Способ регулирования работы газоздушного тракта двигателя внутреннего сгорания. Патент РФ № 2270353, 20.02.2006.
8. Фурмаков Е.Ф. и др. Бортовая топливомерно-расходомерная система маневренного самолета с компенсацией по диэлектрической проницаемости топлива. Патент РФ № 2327615, 27.06.2008.
9. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. Издательство «Советское радио», 1966, с. 137 – 148.

CONTENTS

LOW FREQUENCY RADIO WAVE RADIATION AND PROPAGATION. MODELS OF THE LOWER IONOSPHERE AND THE EARTH SURFACE.....	3
O.I. Akhmetov, I.V. Mingalev, O.V.Mingalev, Yu.V. Fedorenko, V.S. Mingalev, O.M. Lebed THE MODEL OF PROPAGATION OF LOW FREQUENCY SIGNALS IN THE RESONATOR EARTH – IONOSPHERE The paper proposed a model of propagation of ultra low frequency electromagnetic signals (frequency 200 Hz and below) with small amplitude in the resonator Earth-ionosphere system. The model takes into account a realistic conductivity tensor of ionosphere it based on the explicit two-layer time difference scheme for the numerical solution of Maxwell's equations. The results of numerical experiments in comparison with actual signals are measured on observatories Barentsburg (archipelago Spitsbergen) and Lovozero (Kola pen.) are discussed.....	4
M.I.Beloglazov, V.I.Kirillov, V.V.Pchelkin, A.A.Galakhov SEASONAL CHANGES OF DIURNAL VARIATIONS ULF-VLF-ATMOSPHERICS IN GEOMAGNET-QUIET CONDITIONS ON THE BASIS OF OBSERVATIONS AT THE ARCTIC Diurnal variations of atmospherics intensity in the ULF-VLF-range (on frequencies of 600 Hz and 6 kHz) by data of geophysical station “Lovozero” on an extent since June, 2012 till May, 2013 are investigated. In summer months the wide day maximum of a atmospherics stream N_h caused, most likely, by lightning activity in middle-latitude areas - much near in comparison with the world thunderstorm centres is observed. Diurnal variations of average amplitudes of atmospherics A_h essentially differ from diurnal variations N_h and substantially represent changes of conditions of light exposure along a atmospherics propagation path.	7
T.I. Bichoutskaia, G.I. Makarov THE INFLUENCE FUNCTION OF A SPHERICAL IRREGULARITY WITH SINGULAR BOUNDARIES The 3D problem on a field of an electric dipole situated near the edge of a spherical irregularity is solved in quasi static approximation. The analytical expressions for a near field for an inclination angle of the rational type are constructed. The influence function on a far field of a dipole placed both into the singular zone and in the distance of it is investigated.....	11
V.V. Kirillov, A.E. Pronin ON PROPAGATION OF LONG WAVES IN INHOMOGENEOUS ISOTROPIC WAVEGUIDE The paper presents the original method for calculating the propagation of the long waves by method of normal waves in an isotropic inhomogeneous waveguide. A numerical simulation of the propagation of the 200 kHz field for the transition paths from day-night to night-day is carried out. The distribution of the field amplitude along the path and behavior of an additional phase of the field at the time of sunset and sunrise at a distance of 2000 km from the source is presented.	15

A. B. Orlov, A. N. Uvarov

THE HELIOCYCLIC 11-YEARS CHANGES IN ATMOSPHERE AND IONOSPHERE OF THE EARTH IN DAY-TIME CONDITIONS AT 25 – 75 KM BY DATA ON VLF WAVE PROPAGATION

The model of the lower ionosphere for quiet and SID conditions is constructed basing on the experimental data on VLF wave propagation. As a result of the inverse problem numerical solution there are parameters of the profiles of electron density $N_e(h)$ (50 ÷ 75 km) and effective conductive "insertion" $N_i(h)$ with density maximum on $h_i = 35$ km. This "insertion" is prescribed in the form of some electron layer which is equivalent on conductivity to an area of the increased concentration of ions in a vicinity of the height h_i . 11-years heliocyclic changes of profile N_e and "insertion" N_i parameters are estimated.....

20

V.V. Pchelkin

ANNUAL VARIATIONS OF PARAMETERS OF THE PULSE ATMOSPHERIC NOISE MAGNETIC ELF-FIELD IN ACCORDANCE WITH MEASUREMENTS ON KOLA PENINSULA

On the basis of results of the three-year measurements carrying out in a high-latitude magnetic observatory of Lovozero, the annual variations of amplitude characteristics of a noise electromagnetic field around frequencies of the first schumann-resonance is analysed. The summer increase in an average and median values magnetic components of noise of a thunderstorm origin and absence of an annual variation at an index of a power of empirically describing distribution of noise signals amplitudes is established. Connection of seasonal increase of average value of the module horizontal magnetic components of a field with seasonal increase in number lightning on a global scale is established.....

26

V.V. Pchelkin

ON THE PROBL OF BIOLOGICAL INFLUENCE OF SHUMANN RESONANCES

Using methods of the theory of pattern recognizing, the morphological analysis of oscillograms of natural electromagnetic emissions in the ELF ranges is made. Estimates of probability of a finding of quasi-periodical fragments have made. It is shown, that long continuous quasi-periodical fragments of are the extremely rare cases in experimental results. The hypothesis about biological influence of global resonaces is called in question.....

29

M.A. Poljakov A.A. Pylaev

ADDITIONAL SECOND FACTOR SPACE DISTRIBUTION OF REAL PROPAGATION WAYS

The authors examines the problem of radiowavs propagation over the real uniform ways. As the signal parameters depends on the distance, their space distribution is an non-stationary function and this distribution is impossible to analyse by means of standard methods. The authors introduce a new parameter for signals description; its physical sense is an relative speed distinction for the real wave from a certain selected speed. This parameter distribution is like Gauss distribution.....

33

G. F. Remenets, A. M. Astafiev

SOUTH BOUNDARY OF THE ULTRA-RELATIVISTIC ELECTRON PRECIPITATION ON 13 MAY 1987

An Inverse problem for VLF wave propagation on the base of monitoring of the radio navigation signals was solved. South boundary of the Ultra-relativistic electron precipitation on 13 May1987 was determined. Problem of such type was solved at the first time.....

36

L.G. Tamkun

STATISTICAL PROPERTIES OF ADDITIONAL DELAY FOR RADIO LW

In this paper we consider the variance and correlation radii of additional delay of LW signals on the basis of calculations of attenuation functions for piecewise-homogeneous paths in the European part of Russia on the basis of maps of the electrical properties of the territory of Russia and neighboring countries. The estimate is fulfilled of an accuracy of using the mean path impedance for additional delay forecast.....

40

**HIGH FREQUENCY RADIO WAVE PROPAGATION AND
STRUCTURE OF THE UPPER IONOSPHERE**

45

Gashevskaya O.S., Naryshkin V.I., Strelkov G.M.

**THE AMBIGUITY FUNCTIONS OF RADIO WAVE PULSE IN THE MEDIUM WITH
RESONANCE ABSORPTION**

We investigate the features of dispersion distortions of ambiguity functions for biexponential chirp pulse when it propagates through the earth atmosphere. In one case ambiguity function of deformed pulse is analyzed and in the other the mutual ambiguity function for radiated pulse and received one is considered. The pulse carrier frequency coincides with resonance frequency of the strongest spectral line of water vapour in millimeter wavelength range and equals to 183,36 GHz.....

46

N.A. Korenkova, V.S. Leschenko, Iu.V. Cherniak

**CONNECTION OF THE VARIATIONS OF THE ES LAYERS PARAMETERS FROM
DATA KALININGRAD STATION WITH STRATOSPHERIC WARMING DURING
WINTER OF 2011**

In the present paper data Kaliningrad station of time-period variations of foEs and probability of occurrence of Es layer are provided for the winter period 2011г. In January-February of this year in the stratosphere a sudden stratospheric warming was occur, which can lead to modification of wind circulation at heights of the bottom ionosphere. In work changes of the Es parameters are presented and discussed during all this winter period and a February stratospheric warming as well.....

50

D.S. Kotova, M.V. Klimenko, V.V. Klimenko, V.E. Zakharov

**NUMERICAL SIMULATION OF RAY-TRACING STRUCTURE OF HF RADIOWAVE
IN NEAR – EQATORIAL IONOSPHERE DURING GEOMAGNETIC STORMS ON 26 –
29 SEPTEMBER 2011**

This paper presents the simulation obtained on the basis of numerical model of the radiowave propagation. As environment of radio wave propagation we used GSM TIP model results for geomagnetic storms at the end of September 2011.....

54

I.V. Krashennnikov

AN ANALYSIS OF RADIO WAVES FIELD ON THE SUPER LONG PATH

The results of the Doppler spectrum analysis of the wave field registration on a super long radio path Moscow (RTM) - UAS "Academik Vernadsky" in the November, 2002 are presented. For operating frequency 5 MHz, two clearly distinct spectral groups have been observed. It is shown, that both spectral peaks correspond to the ionospheric radio wave propagation over two different paths between the terminal points: the first one – along the the classical great circle arc, and the second one being caused due to additional horizontal refraction by the moving solar terminator. Investigation of the field strength, the signal/noise ratio and Doppler frequency shift in the expanded IRI-2001 global model of the ionosphere is performed.

58

E.V. Moskaleva, N.Y. Zaalov

ABSORPTION EFFECTS IN HIGH-LATITUDE IONOGRAMS

Vertical ionograms in polar cap region in the events of proton precipitations were simulated. The original model including models of the background ionosphere, mid-latitude trough, auroral oval, patches and sun-aligned arcs takes into account absorption effects. A number of vertical ionograms in polar cap region for different time and geophysical conditions were simulated. The vertical soundings data and modeled ionograms were compared. The comparing of the modeled ionograms with vertical soundings data exhibits suitable accordance.....

62

L.P. Radio, M.B. Klepfish, V.P. Fomichev, V.A. Dmitriev

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF SHORT-TIME STABILITY OF SIGNAL STRENGTH IN IONOSPHERIC RADIO CHANNEL

The results of experimental research at calibrated radio path are presented which make it possible to obtain quantitative estimation of inertial properties of signal strength of a narrowband ionospheric HF channel. It is shown that slow (within an hour) variations of mean value of signal level do not exceed 3.0 dB for most observations. The data obtained on the short-term stability of power characteristics of an HF channel can be used for optimization of adaptive communication systems, means of current diagnostics, radio links of interrogation-response type, and also for real-time prediction of communication quality.

65

G.M. Strelkov

THE DISPERSIVE DISTORTIONS OF CHIRP RADIO WAVE PULSE IN A SINGLE-RESONANCE LORENTZ MEDIUM

The report deals with the long distance propagation of rectangular chirp radio wave pulses in a single-resonance Lorentz medium. The treatment is based on new problem's solution which does not utilize Fourier integral basically. Pulse duration is near a nanosecond and carrier frequency is near 183,36 GHz what is resonance frequency of strongest line of water vapour in millimeter wavelength range.....

69

G.M. Strelkov

ABOUT THE DESCRIPTION OF IONOSPHERIC DISTORTIONS OF CHIRP PULSE BY THE METHOD OF STATIONARY PHASE

The applicability is analysed of the method of stationary phase for description of chirp pulse distortions in cold plasma. With that end in view the scope of the method is compared with results of corresponding problem what is derived at once in time region.....

73

G.M. Strelkov

ABOUT THE INFLUENCE OF LINE HALFWIDTH AT ULTRASHORT PULSE DISTORTIONS

In this report we investigate the main features of ultrashort quasi-monochromatic radio wave pulse distortions in a single resonance Lorentz medium concerned with variations of line halfwidth. Pulse duration is equal a nanosecond and carrier frequency is equal 183,36 GHz what is resonance frequency of strongest line of water vapour in millimeter waverange. The smaller line halfwidth the distortiona are bigger.....

77

G.M. Strelkov, O.G. Derkach

ON THE LIMIT FROM OF FREQUENCY-MODULATED RADIO PULSE IN ISOTROPIC PLASMA.

In this report, some properties of frequency-modulated radio pulse distortions in isotropic plasma are investigated. The relationship between pulse's envelope and its energy spectrum is illustrated for set of the pulses. With high total electron content of path in medium the envelope's form is tended to take the form of own energy spectrum transformed as to frequency.

81

V.D. Tereshchenko, J.A. Shapovalova INFLUENCE OF GRAVITATION ON PROPAGATION OF MAGNETOHYDRODYNAMIC WAVES IN THE EARTH'S IONOSPHERE On the basis of the solution of the linearized magnetohydrodynamic (MHD) equations joint influence of a magnetic field and gravitation on generation and propagation of MHD waves in ionized conducting isothermal atmosphere is considered.....	85
V.D. Tereshchenko, E.B. Vasiljev, V.A. Tereshchenko, O.F. Ogloblina, J.A. Shapovalova, S.M. Chernjakov WAVE DISTURBANCES IN THE POLAR IONOSPHERE AFTER THE CHELYABINSK METEORITE BURST Results of observations of the polar lower ionosphere by partial reflections method during flight and Chelyabinsk meteorite burst on February 15, 2013 are considered.	89
I.I. Shagimuratov, Y.V. Cherniak, G.A. Yakimova, N.Y. Tepenitsina, L.M. Koltunen THE IONOSPHERIC EFFECTS OF NOVEMBER 2012 GEOMAGNETIC STORM In the report are discussed the ionospheric response to moderate November 2012 geomagnetic storm. The essential storm effects were observed in critical frequency of F2 layer and in spatial structure of TEC distribution over Europe obtained on base of local TEC maps. The distinguishing feature of the storm was strong day time positive effect observed during active phase of the storm.....	93
General problems of radiation and radio wave propagation.....	97
Belonogaya E.S., Galyamin S.N., Tyukhtin A.V. SHORT-WAVE RADIATION OF A CHARGED PARTICLE MOVING ALONG A BOUNDARY OF A COMPLEX FORM OBJECT Vavilov-Cherenkov radiation is widely used for charged particle detection and now the possibilities of its application for the bunch diagnostics are considered. As a rule, dielectric targets applied for this goal have a complex form. The method of the approximate calculation developed in this work takes into account both influence of object's boundaries closed to the charge trajectory and role of the "external" boundaries of the object. As a test problem, the case of a charge flying through the dielectric plate is considered. The exact solution is in a good agreement with the approximate one. Further such objects as a cone and a prism with a charge moving in a vacuum channel as well as a prism with a charge moving along the border are considered.	98
M. A. Bisyarin, I. M Oreshnikov SOLITON-LIKE ENVELOPE FORMATION IN PROPAGATION OF A VORTEX MODE IN THE GRADED-INDEX WAVEGUIDE WITH LONGITUDINAL INHOMOGENEITY Propagation of a vortex mode of a short pulse in the waveguide of round cross-section with the continuous dependence of the refractive index on the radial coordinate is studied by means of an analytical approach taking into account either nonlinearity of the process and longitudinal inhomogeneity of the waveguide. The weak nonlinearity of the process is shown to result in formation of the envelope soliton, with its dynamics being characterized with a nonlinear Schrödinger equation with coefficients depending on the longitudinal coordinate. Envelopes of basic and first-order vortex modes are compared qualitatively.....	102

A.I. Davydov

ON BORDER ADEQUACY OF ELECTROMAGNETIC FIELDS

A base of replacement, from a point of view of field excitation in a conducting medium, of plane wave field falling normally onto a border of media division by near field of inductive source. Such a kind replacement is useful in experimental investigation of low frequency electromagnetic processes in inhomogeneous media by the method of physical modeling.....

106

T.T. Ermolaeva

RELATIONSHIP BETWEEN THE STRUCTURE OF THE LOCAL FIELD AND MACROSCOPIC CHARACTERISTICS OF SOLID-STATE MEDIA ACCORDING TO THE PARAMETERS OF AN ELECTRONIC PULSE TO THE LIMIT OF THE PHASE TRANSITION

The model and direct measurement of thermal features local field in solid-state media by means of dynamic parameters of microwave absorption due to a mechanism of relaxation dispersion during phase transitions are analyzed. The interrelation between the form and structure of spectral line with the type of phase transition, as well as with the temperature dependence of the DC conductivity is founded. Some aspects of the limit electronic phase transition have been discussed.....

110

V. V.Kirillov

ON THE TASK OF D’ALEMBERT’S EQUATION

For zero and one-space dimension D’Alembert’ equation the conditions providing the only solution of the equation for fixed source are formulated. For a switch-on source they are beginning conditions. For a source with harmonious time dependents they are limit on infinity conditions. They must be independent from a choice of coordinate beginning. It is shown that the Sommerfeld's radiation condition won't do at all as limit conditions of the unambiguous decision in relation to a source of the non-uniform equation of Helmholtz It conforms only to requirements of a Cauchy task.....

114

A.I. Smirnov

NUMERICAL ANALYSIS OF ELECTRICALLY SMALL ANTENNAS.

There were calculated some electrically small antennas. We showed effectiveness of DRA and some folded antenna.....

119

O.I.Stolyarov, A.Ju.Novikov, E.E.Latishev, D.I.Naumov.

RESEARCH OF A HELICAL RESONATOR AS A DETECTING ELEMENT FOR RADIOWAVE SENSOR.

Calculations and measurements shows, that helical waveguide, closed from the ends, can be used as a detecting element for radiowave sensor. Such resonator can be applied to find some fuel characteristics, such as dielectric constant and percentage of air in fuel. The resonator can be integrated into fuel-main of airplane or vehicle engines.....

123

СОДЕРЖАНИЕ

Излучение и распространение радиоволн низких частот. Модели нижней ионосферы и подстилающей земной поверхности	3
<u>О.И. Ахметов, И.В. Мингалев, О.В. Мингалев, Ю.В. Федоренко, В.С. Мингалев, О.М. Лебедь</u> МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ – ИОНОСФЕРА.....	4
М.И.Белоглазов, В.И.Кириллов, В.В.Пчелкин, А.А.Галахов СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЙ ИНЧ-ОНЧ-АТМОСФЕРИКОВ В ГЕОМАГНИТНО-СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В АРКТИКЕ.....	7
Т.И. Бичуцкая, Г.И. Макаров ФУНКЦИЯ ВЛИЯНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С СИНГУЛЯРНЫМИ ГРАНИЦАМИ	11
В.В. Кириллов, А.Е. Пронин О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДВ В НЕОДНОРОДНОМ ИЗОТРОПНОМ ВОЛНОВОДЕ	15
А. Б. Орлов, А. Н. Уваров ГЕЛИОЦИКЛИЧЕСКИЕ 11-ЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ДНЕВНЫХ УСЛОВИЯХ НА ВЫСОТАХ 25 ÷ 75 КМ ПО ДАННЫМ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СДВ	20
Пчелкин В. В. ГОДОВОЙ ХОД ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО АТМОСФЕРНОГО ШУМОВОГО МАГНИТНОГО КНЧ-ПОЛЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ.....	26
В. В. Пчелкин К ВОПРОСУ О БИОЛОГИЧЕСКОМ ВЛИЯНИИ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ.....	29
М.А.Поляков, А.А.Пылаев О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ РЕАЛЬНЫХ ТРАСС.....	33

Г.Ф. Ременец, А.М. Астафьев ЮЖНАЯ ГРАНИЦА ВЫСЫПАНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ 13 МАЯ 1987г.....	36
Л.Г. Тамкун СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ДЛЯ РАДИОСИГНАЛОВ ДЛИННОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА.....	40
Распространение радиоволн высоких частот и структура верхней ионосферы	45
Гашевская О.С., Нарышкин В.И., Стрелков Г.М. ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ БИЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ.....	46
Н.А. Коренькова, В.С. Лещенко, Ю.В. Черняк СВЯЗЬ ВАРИАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ E_s ПО ДАННЫМ ст. КАЛИНИНГРАД СО СТРАТОСФЕРНЫМ ПОТЕПЛЕНИЕМ ВО ВРЕМЯ ЗИМЫ 2011 года..	50
Д.С. Котова, М.В. Клименко, В.В. Клименко, В.Е. Захаров ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СТРУКТУР КВ РАДИОВОЛН В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ 26 – 29 СЕНТЯБРЯ 2011 Г.	54
И.В. Крашенинников АНАЛИЗ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ НА СВЕРХДАЛЬНОЙ РАДИОТРАССЕ...	58
Е.В. Москалева, Н.Ю. Заалов МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОШИРОТНЫХ ИОНОГРАММ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ.....	62
Л.П. Радио, М.Б. Клепфиш, В.П. Фомичев, В.А. Дмитриев ОЦЕНКА ИЗМЕНЧИВОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ВЧ КАНАЛА (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ).....	65
Г. М. Стрелков О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ЛЧМ – ИМПУЛЬСА В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ.....	69

Г.М. Стрелков ОБ ОПИСАНИИ ИОНОСФЕРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛЧМ-ИМПУЛЬСА НА ОСНОВЕ МЕТОДА СТАЦИОНАРНОЙ ФАЗЫ.....	73
Г.М. Стрелков О ВЛИЯНИИ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ НА ИСКАЖЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА.....	77
Г.М.Стрелков, Деркач О.Г. О ПРЕДЕЛЬНОЙ ФОРМЕ ОГИБАЮЩЕЙ ЧАСТОТНО- МОДУЛИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ.....	81
В.Д. Терещенко, Ю.А. Шаповалова ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ...	85
В.Д. Терещенко, Е.Б. Васильев, В.А. Терещенко, О.Ф. Оглоблина, Ю.А. Шаповалова, С.М. Черняков ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПОСЛЕ ВЗРЫВА ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРИТА.....	89
И.И. Шагимуратов, Ю.В. Черняк, Г.А. Якимова, Н.Ю. Тепеницина, Е.М. Колтуненко ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 1 НОЯБРЯ 2012..	93
Общие вопросы излучения и распространения радиоволн	97
Е.С. Белоногая, С.Н. Галямин, А.В. Тюхтин КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ	98
М.А.Бисярин, И.М.Орешников ФОРМИРОВАНИЕ ОГИБАЮЩЕЙ СОЛИТОННОГО ТИПА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИХРЕВОЙ МОДЫ В ГРАДИЕНТНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПРОДОЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ.....	102

А.И. Давыдов О ГРАНИЧНОЙ АДЕКВАТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ	102
Т.Т. Ермолаева ВЗАИМОСВЯЗЬ СТРУКТУРЫ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ И МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПО ДАННЫМ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ИМПУЛЬСА В ПРОЦЕССЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА.....	106
В.В. Кириллов О РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ДАЛАМБЕРА.....	110
А.И. Смирнов ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ МАЛЫХ АНТЕНН.....	115
О.И. Столяров, А.Ю. Новиков, Е.Е. Латышев, Д.И. Наумов ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА РАДИОВОЛНОВОГО ДАТЧИКА.	119
Contents	127
Содержание	133

Научное издание

**Сборник трудов региональной XIX конференции
по распространению радиоволн**