

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ СИГНАЛОВ ДИАПАЗОНА Pc1  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ FENICS-2024: 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ****EXCITATION OF GLOBAL ARTIFICIAL Pc1 SIGNALS  
DURING FENICS-2024 EXPERIMENT: 2. MODELING****В.А. Пилипенко** *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, pilipenko\_va@mail.ru***Е.Н. Федоров** *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, enfedorov1@yandex.ru***Н.Г. Мазур** *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, ngmazur@mail.ru***Е.Н. Ермакова** *Научно-исследовательский радиофизический институт  
Нижегородского университета,  
Н. Новгород, Россия, lermakova@nirfi.unn.ru***А.В. Рябов** *Научно-исследовательский радиофизический институт  
Нижегородского университета  
Н. Новгород, Россия, alexr@nirfi.unn.ru***А.С. Потапов** *Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, potapov@iszf.irk.ru***Р.А. Марчук***Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, marchuk@iszf.irk.ru***В.В. Колобов** *Центр физико-технических проблем энергетики Севера  
КНЦ РАН,  
Апатиты, Россия, v.kolobov@ksc.ru***С.В. Анисимов** *Геофизическая обсерватория «Борок»,  
филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта  
РАН,  
Борок, Россия, anisimov@borok.yar.ru***Д.Д. Позднякова***Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, d\_pozdnyakova@live.ru***V.A. Pilipenko***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, pilipenko\_va@mail.ru***E.N. Fedorov***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, enfedorov1@yandex.ru***N.G. Mazur***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, ngmazur@mail.ru***E.N. Ermakova***Institute of Radiophysics of Nizhny Novgorod University,  
Nizhny Novgorod, Russia, lermakova@nirfi.unn.ru***A.V. Ryabov***Institute of Radiophysics of Nizhny Novgorod University,  
Nizhny Novgorod, Russia, alexr@nirfi.unn.ru***A.S. Potapov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, potapov@iszf.irk.ru***R.A. Marchuk***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, marchuk@iszf.irk.ru***V.V. Kolobov***Northern Energy Center KSC,  
Apatity, Russia, v.kolobov@ksc.ru***S.V. Anisimov***Borok Geophysical Observatory of Schmidt Institute of  
Physics of the Earth RAS,  
Borok, Russia, anisimov@borok.yar.ru***D.D. Pozdnyakova***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, d\_pozdnyakova@live.ru*

**Аннотация.** В ходе активного эксперимента FENICS-2024 на Кольском п-ве с использованием выведенной из работы линии электропередачи в качестве горизонтальной излучающей антенны были зарегистрированы ультранизкочастотные сигналы диапазона 1–6 Гц на магнитных станциях, удаленных от передающей линии на расстояние от ~1600 до ~2100 км. Амплитуды этих сигналов, нормированные на величину тока излучателя, составляли ~0.3–0.8 фТл/А. Результаты наблюдений сопоставлены с приближенными аналитическими оценками магнитного поля, возбуждаемого магнитным диполем. Расчеты оказались в качественном согласии с результатами наблюдений. Для оценки возможного отклика в верхней ионосфере использована численная модель УНЧ-поля в атмосфере и ионосфере, создаваемого горизонталь-

**Abstract.** During the active experiment FENICS-2024 on the Kola Peninsula using a decommissioned power transmission line as a horizontal radiating antenna, ultra-low-frequency signals of the 1–6 Hz range were recorded at magnetic stations located from ~1600 km to ~2100 km from the transmission line with normalized amplitudes from ~0.3 fT/A to ~0.8 fT/A. Observational results are compared with approximate analytical estimates of the magnetic field excited by the magnetic dipole. The calculations turned out to be in qualitative agreement with the observational results. To assess the possible response in the upper ionosphere, a numerical model of the ULF field in the atmosphere and ionosphere generated by the horizontal surface current was employed. The model is based on solving the system of Maxwell equations in the vertically inhomogeneous atmos-

ным приземным током, которая основана на решении системы уравнений Максвелла в вертикально неоднородных атмосфере и ионосфере. Принципиальная особенность данной модели заключается в корректном учете вклада ионосферного волноводного распространения. Результаты наблюдений, поддержанные численным моделированием, показали перспективность нового типа активных экспериментов для генерации сигнала с целью магнитотеллурического зондирования на большой площади и воздействия искусственными сигналами на околоземную плазму.

**Ключевые слова:** УНЧ-излучения, FENICS, активные эксперименты, ЛЭП, Pc1-пульсации, атмосферный волновод, ионосферный волновод.

## ВВЕДЕНИЕ: ВОЗБУЖДЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ УНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ

В период с 25 июля по 5 августа 2024 г. на Кольском п-ве проводился эксперимент FENICS-2024 (Fennoscandian Electrical conductivity from soundings with the Natural and Controlled Sources) с использованием временно выведенной из эксплуатации линии электропередачи (ЛЭП) в качестве излучающей антенны. На первом этапе эксперимента 25–26 июля в качестве излучающей антенны использовалась субмеридиональная линия Л-400 Выходной—Оленегорск (длина 95.6 км, расстояние между заземлениями на подстанциях  $L=84$  км). Генератор, подключенный к ЛЭП, создавал в линии переменный ток с амплитудой от ~150 А на низких частотах (~1 Гц) до ~40 А на высоких (~194 Гц). Искусственные сигналы Pc1-диапазона были обнаружены на магнитных станциях, удаленных от передающей линии на ~1200–2100 км [Пилипенко и др., 2025].

Для теоретической интерпретации экспериментальных результатов по распространению УНЧ-КНЧ-сигналов вдоль земной поверхности обычно пользуются соотношениями из различных приближенных моделей (например [Макаров и др., 1993; Вайслейб, Собчаков, 1979]). Аналитическая теория возбуждения нормальных волн горизонтальным магнитным диполем в плоском волноводе, ограниченном двумя плоскостями, была построена Собчаковым и др. [2003]. При этом одна стенка (поверхность Земли) предполагалась идеально проводящей, а на второй задавалось импедансное граничное условие, не зависящее от горизонтального волнового числа. Между стенками диэлектрическая проницаемость предполагалась постоянной. Терещенко и др. [2018] была решена задача о возбуждении поля горизонтальным излучателем конечной длины в среде из трех слоев с однородными и изотропными проводимостями, образующих плоский волновод. Расчет УНЧ-КНЧ-поля одной нормальной волны в горизонтально неоднородном волноводе Земля—ионосфера проводился с помощью двумерного телеграфного уравнения [Кириллов, 1996].

phere and ionosphere. The fundamental feature of this model is that it correctly takes into account the contribution of ionospheric waveguide propagation. The observational results supported by numerical simulation have shown the potential of active experiments of the new type for signal generation for large-area magnetotelluric sounding and for modification of near-Earth plasma with artificial signals.

**Keywords:** ULF radiation, FENICS installation, active experiments, transmission lines, Pc1 pulsations, atmospheric waveguide, ionospheric waveguide.

Важным аспектом этой проблемы остается вопрос о влиянии ионосферы на возбуждение и распространение УНЧ-КНЧ-сигналов. Во время экспериментов вблизи излучателя (~80 км) амплитуда регистрируемых сигналов в диапазоне частот 10–100 Гц оставалась постоянной вне зависимости от состояния ионосферы. Однако на частотах ниже 10 Гц средний уровень поля в некоторые дни заметно менялся (до ~10 %), что объяснялось влиянием ионосферных условий [Терещенко и др., 2018]. Отмечено также, что принимаемые сигналы значительно отличались в разные сезоны днем и ночью, что связывалось с влиянием ионосферы [Терещенко и др., 2007]. Во время экспериментов с регистрацией сигналов ЛЭП с частотами порядка первых герц на больших удалениях ( $R=500$ –1000 км) анализ амплитудно-частотных и поляризационных характеристик искусственных сигналов показал также, что ионосферные условия влияют на их свойства [Беляев и др., 2002; Ермакова и др., 2005]. Однако в этих работах ионосфера моделировалась довольно упрощенно через поправки, описывающие отражение волны от проводящего слоя нижней ионосферы. Для УНЧ-диапазона (1–10 Гц) учитывалось, что в реальной ионосфере распределение плазмы с высотой резко неоднородно, в результате чего образуются ионосферный альфвеновский резонатор (ИАР) и волновод для быстрых магнитозвуковых волн (БМЗ) [Кириллов, Копейкин, 2003; Терещенко, 2010]. Проводимость плазмы сильно анизотропна и гиротропна, что приводит к зацеплению нормальных волн в ионосфере. Дальнейшее развитие модель распространения УНЧ-волны от приземного горизонтального магнитного диполя получила в работе [Ermakova et al., 2022], в которой была учтена сферичность волновода Земля—ионосфера. Поверхностный импеданс верхней стенки атмосферного волновода вычислялся прогонкой матрицы импеданса в вертикально-неоднородной ионосфере от границы ионосфера—магнитосфера до верхней границы атмосферы, что дает граничное условие на верхней стенке волновода. При расчетах использовалась модель IRI и учитывался наклон геомагнитного поля. Расчеты были проведены для расстояния 1240 км, соответствующего эксперименту FENICS 2001 г. [Ермакова и др., 2005]. Построенная модель позво-

лила описать поляризационные и частотные характеристики сигнала в точке наблюдения, выявить проявление суб-ИАР и оценить эффекты горизонтальной неоднородности.

Для интерпретации результатов эксперимента FENICS-2024 мы использовали численную модель поля в атмосфере и ионосфере, создаваемого горизонтальным приземным током, которая наиболее полным образом учитывает вертикально-неоднородную структуру ионосферы. Ранее эта модель успешно использовалась для расчета величины отклика в верхней ионосфере на работу передатчика ЗЕВС [Pilipenko et al., 2024] и промышленных ЛЭП [Федоров и др., 2022; Fedorov et al., 2020, 2023]. В данной работе применительно к первому этапу эксперимента FENICS-2024 представлены результаты численного моделирования пространственной структуры приземных электромагнитных полей диапазона Pc1 (1–10 Гц), возбуждаемых линейным током. Результаты, полученные с помощью численной модели, сравниваются с аналитическими оценками поля фундаментальной нормальной волны волновода Земля — ионосфера, возбуждаемого магнитным диполем. С использованием численной модели источника конечных размеров рассчитано ожидаемое электромагнитное поле в ионосфере над установкой FENICS на спутниковых высотах (800 км).

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ УНЧ-СИГНАЛОВ

ЛЭП, используемая в эксперименте, расположена на кристаллическом щите с удельной проводимостью в среднем  $\sigma_g = 10^{-4}$  См/м. Для частот УНЧ-диапазона длина волны в атмосфере больше или сопоставима с характерным масштабом неоднородности комплексной диэлектрической проницаемости, поэтому распространение электромагнитного УНЧ-поля вдоль земной поверхности и в ионосфере нельзя описывать на языке геометрической оптики. Необходимо получить решение полной системы уравнений Максвелла в вертикально неоднородных атмосфере и ионосфере. Говоря упрощенно, источник FENICS-2024 представляет собой подвешенный на высоте  $d$  над землей горизонтальный заземленный на концах провод с осциллирующим током  $J(t) = J_0 \exp(-i\omega t)$ . Длина излучающей линии полагается равной  $L = 100$  км. Ток в ЛЭП замыкается токами проводимости в земной коре, сосредоточенными в скин-слое, имеющем толщину  $\delta_g = \sqrt{2}(\mu_0 \sigma_g \omega)^{-1/2}$ . Задача заключается в том, чтобы найти электромагнитные поля в атмосфере и ионосфере, возбуждаемые такой токовой системой. Используем декартову систему координат с осью  $Z$ , направленной вертикально вверх, причем  $z=0$  на поверхности Земли; ось  $X$  направлена вдоль тока, а ось  $Y$  — поперек. Отклонение от вертикали геомагнитного поля в районе расположения ЛЭП невелико, поэтому для простоты полагаем  $I = 90^\circ$ .

Волновое поле, возбуждаемое приземным источником типа ЛЭП, достигает точки приема по нескольким каналам, как схематически показано на рис. 1:

➤ как поверхностная боковая волна (lateral wave), распространяющаяся вдоль границы между проводящей землей и атмосферой. Эту волну можно описать аналитическими соотношениями [Фок, 1972].

➤ как атмосферные нормальные волны между землей и нижней кромкой ионосферы. В атмосферном волноводе все нормальные волны магнитного (H) и электрического (E) типов затухают при удалении от источника на расстояние порядка высоты атмосферного волновода, за исключением волны  $E_0$  (ТН<sub>0</sub>-мода). Эта мода не имеет частоты отсечки и может распространяться на большие расстояния со скоростью, сравнимой со скоростью света  $c$ .

➤ как БМЗ-моды ионосферного волновода в F-слое ионосферы.

Рассмотрим ряд моделей, используемых для решения поставленной задачи, в порядке их приближения к реальным условиям. Сначала представлены достаточно грубые аналитические модели, описывающие поле в непосредственной близости от источника и, наоборот, на большом удалении от него и не учитывающие ионосферный канал распространения. Затем обсуждается численная модель, в большей степени учитывающая реальную структуру атмосферы и ионосферы. Мы не рассматриваем модели на основе телеграфного уравнения.

### Модель бесконечного провода для малых удалений

На малых удалениях от ЛЭП магнитный эффект можно оценить по формуле для горизонтального магнитного поля (компонента  $B_y$ ), создаваемого бесконечной линией с током  $J_0$  на высоте  $d$  над поверхностью Земли с конечной проводимостью  $\sigma_g$  [Boteler, Pirjola, 1998],

$$\frac{B_y}{J_0} = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ \frac{d}{d^2 + y^2} + \frac{d + 2p}{(d + 2p)^2 + y^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $y$  — расстояние от проекции линии тока на плоскость  $z=0$  до наблюдателя;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная;

$p = (1+i)\delta_g / 2 = (1+i)(2\omega\mu_0\sigma_g)^{-1/2}$  — комплексная глубина мнимого тока.

Результаты расчета спадания амплитуды нормированного поля с расстоянием показаны на рис. 2 для параметров, соответствующих эксперименту на Кольском п-ве. Расчет проведен для трех частот  $f = (2\pi)^{-1}\omega = 1, 4, 10$  Гц, для которых  $\delta_g = 50, 25, 16$  км соответственно. При  $y < (2d|p|)^{1/2}$  магнитное поле приблизительно совпадает с полем линейного тока  $B_y / J_0 \simeq (2\pi)^{-1} \mu_0 d / (d^2 + y^2)$ , а при  $y \gg d$  оно убывает как  $y^{-2}$  с минимумом при  $y \simeq (2d|p|)^{1/2}$ . В диапазоне расстояний  $(2d|p|)^{1/2} < y < 2|p|$  магнитное поле

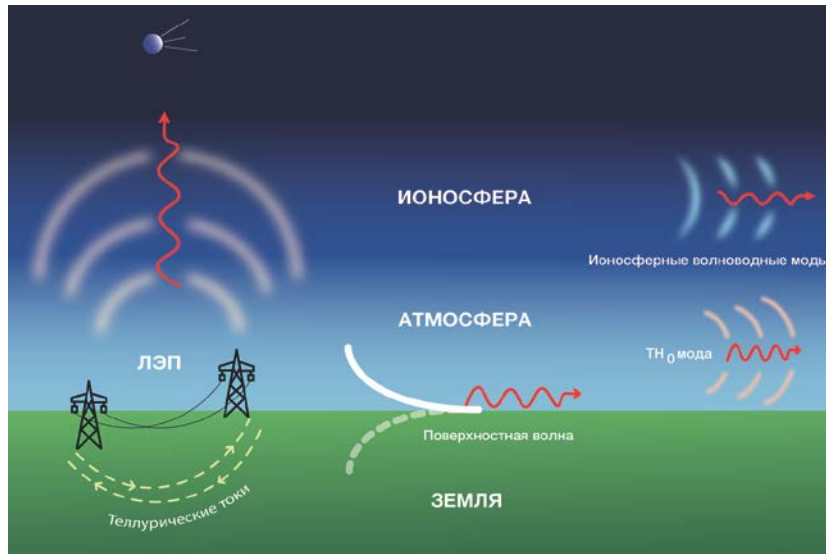


Рис. 1. Качественная иллюстрация волновых мод, возбуждаемых приземным горизонтальным током

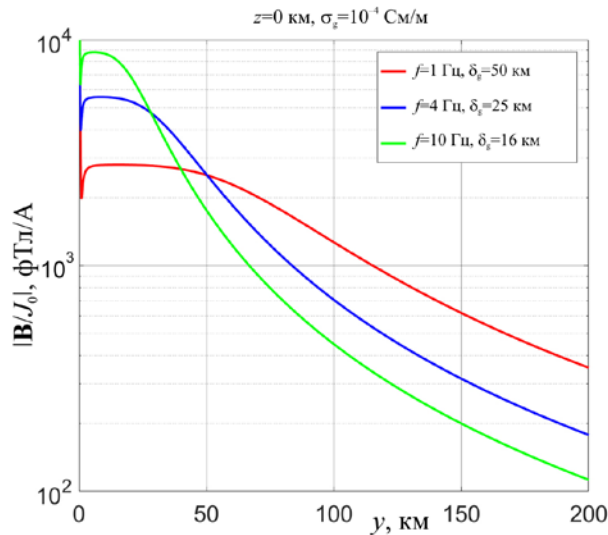


Рис. 2. Расчет спада амплитуды нормированного поля для  $J_0=1$  А с расстоянием (0–200 км) для параметров, соответствующих эксперименту на Кольском п-ве ( $\sigma_g=10^{-4}$  См/м). Расчет проведен для трех частот  $f=1, 4, 10$  ГГц по формуле (1). Соответствующие величины скин-длины указаны в легенде

меняется незначительно:  $B_y/J_0 \approx (2\pi)^{-1} \mu_0 / (4\pi r)$ . С дальнейшим ростом  $y$  при  $y > 2p$  поле спадает как  $B_y/J_0 \approx \mu_0 \pi^{-1} p / y^2$ .

Вблизи источника при  $y < (2d|p|)^{1/2}$  магнитное поле незначительно меняется с частотой. В диапазоне расстояний  $(2d|p|)^{1/2} < y < 2|p|$  наземный магнитный отклик растет с частотой как  $B \sim f^{1/2}$ , а при  $y > 2|p|$  падает как  $B \sim f^{-1/2}$ . Однако предположение о бесконечном источнике дает возможность использовать соотношение (1) только для расстояний  $y < L$ .

### Дипольные модели для больших удалений от источника

Для оценки амплитуд сигналов на больших расстояниях от источника  $R \gg L$  можно предположить, что ток  $J_0$  с длиной линии  $L$  и замыкающий его ток в земной коре на глубине  $\delta_g$  образуют магнитный диполь с моментом  $M = J_0 L \delta_g / \sqrt{2}$  [Поляков, 2008]. При рассмотрении излучения диполя естественно использовать цилиндрические координаты  $R, \phi, z$ , где  $\phi$  — угол между направлением на источник и сторонним током. Нижняя граница ионосферы находится на высоте  $h$ .

**Модель 1.** Для оценок величины поля вдали от излучателя рассматривается модель плоского волновода между проводящей землей и нижней границей ионосферы, на которой принимается импедансное граничное условие [Собчаков и др., 2003; Рябов и др., 2020]. Учет влияния ионосферы в этой модели сводится к введению поправок, описывающих отражение волны от импедансного слоя с матрицей импеданса, не зависящей от угла падения. Нормированный модуль магнитной компоненты моды  $TN_0$  на промежуточных расстояниях ( $h \ll R \ll k_0^{-1}$ ) оценивается из соотношения [Ermakova et al., 2006]

$$\frac{B}{J_0} = \frac{i \mu_0 L \delta_g}{2^{3/2} \pi R^2 h} \left[ 1 - \frac{i \beta}{k_0 h} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где коэффициент  $\beta = n_1^{-1} + n_2^{-1}$  ( $n_1, n_2$  — показатели преломления электромагнитных волн в ионосфере),  $k_0 = \omega/c$  — вакуумное волновое число. Для грубых оценок множитель  $[1 - i \beta / (k_0 h)]^{-1}$ , учитывающий влияние верхней гиротропной стенки, можно заменить единицей, поскольку при характерных ионосферных параметрах  $k_0 h \gg n_1^{-1}$  и  $k_0 h \gg n_2^{-1}$ , так что  $\beta = n_1^{-1} + n_2^{-1} \ll k_0 h$ . Согласно соотношению (2), ам-



плитуда возбуждаемого поля спадает с расстоянием от источника как  $B(R) \propto R^{-2}$ . При этом с ростом частоты магнитное поле убывает как  $B \sim f^{-1/2}$ .

**Модель 2.** В этой модели диэлектрическая проницаемость в атмосфере не предполагается постоянной по высоте, так как атмосферная проводимость быстро нарастает с высотой. Решение ищем в виде суммы нормальных волн атмосферного волновода с учетом реалистичной зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon_a(z)$  от высоты. Поскольку нас будет интересовать только вклад атмосферных нормальных волн, пренебрегаем влиянием гиротропии ионосферы. Также пренебрегаем холловской проводимостью ( $\sigma_H = 0$ ), но учитываем анизотропию проводимости (т. е. поперечная диэлектрическая проницаемость не равна продольной,  $\epsilon_\perp \neq \epsilon_\parallel$ ). Вертикальную компоненту векторного потенциала ищем в виде суммы нормальных волн

$$A_z(R, \varphi, z) = \sum_{j=0}^{\infty} d_j(R) y_1^{(j)}(z) \cos \varphi,$$

где  $y_1^{(j)}(z)$  — форма нормальной волны, интеграл по непрерывному спектру опускается. Положим  $(ik_0 \epsilon_\perp)^{-1} \partial_z y_1^{(j)}(z) \Big|_{z=0} = 1$  и обозначим через  $N_{1j}$  нормировочную постоянную  $N_{1j}^2 = \int [y_1^{(j)}(z)]^2 / \epsilon_\parallel(z) dz$ .

Для зависимости амплитуды основной нормальной волны  $E_0$  от расстояния получим

$$\frac{B}{J_0} = e^{-i\pi/4} \frac{i\mu_0 L \delta_g}{2^{3/2} \pi N_{10}^2 R^2} \left( \frac{k_0}{k_E^{(0)}} \right)^2, \quad (3)$$

где  $k_{TH}^{(0)}$  — постоянная распространения в атмосфере. В реалистичной вертикально неоднородной атмосфере постоянная распространения соответствует скорости волны  $\sim 100000 - 250000$  км/с. Декартовы компоненты поля волны находятся по формулам  $B_x = -B \sin(2\varphi)$ ,  $B_y = B \cos(2\varphi)$ .

Если опустить множитель  $e^{-i\pi/4}$ , пренебречь высотной зависимостью диэлектрической проницаемости, полагая  $\epsilon_a \simeq 1$  и положить стенки волновода идеально отражающими, то  $k_E^{(0)} \simeq k_0$ ,  $N_{10}^2 = h$ , и уравнение (3) переходит в (2) с  $\beta=0$ . В случае меняющейся с высотой диэлектрической проницаемостью высота  $h$  определяется из условий  $\epsilon_\perp \approx \epsilon_\parallel$  при  $z < h$  и  $\epsilon_\perp \ll \epsilon_\parallel$  при  $z > h$ . Оценки по высотным профилям проводимости в атмосфере дают  $h \approx 50 - 60$  км, а численные расчеты  $N_{10}^2$  подтверждают эту оценку.

**Численная модель с дипольным источником.** Модель Федорова — Мазура — Пилипенко (ФМП) основана на численном решении полной системы уравнений Максвелла в вертикально неоднородных атмосфере и ионосфере. Численная модель ФМП с реалистичным горизонтально-слоистым профилем

ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле, основана на теории возбуждения волн в ионосфере горизонтальным заземленным током конечной длины [Федоров и др., 2022; Fedorov et al., 2023]. Вертикальная структура параметров ионосферы рассчитывается на основе модели IRI (International Reference Ionosphere) для заряженных частиц и модели NRLMSISE-00 для нейтральных частиц. По полученным из этих моделей концентрациям электронов, ионов и нейтралов и их температурам рассчитываются частоты столкновений в ионосферной плазме, а затем компоненты тензора проводимости как функции высоты  $z$  над Землей и частоты. Параметры IRI выбираются в соответствии с условиями в 23 UT 25.07.2024 на широте  $69^\circ$  N, на которой находится излучающая ЛЭП.

Здесь мы ограничимся кратким изложением основных моментов. Пусть поперечные компоненты векторного потенциала  $\mathbf{A}$  удовлетворяют двумерному кулоновскому калибровочному условию  $\nabla_\perp \cdot \mathbf{A}_\perp = 0$ . В этом случае решение уравнений Максвелла со сторонним током в виде горизонтального токового диполя можно выразить через три потенциала: скалярный потенциал  $\Phi$ , продольную компоненту векторного потенциала  $A_z$  и вспомогательную потенциальную функцию  $\Psi$ . Поперечные компоненты векторного потенциала, удовлетворяющие поперечной кулоновской калибровке, можно представить в виде  $\mathbf{A}_\perp = (ik_0)^{-1} \nabla \times \Psi \hat{\mathbf{z}}$ . Используемые потенциалы несколько отличаются от привычных, так как применяется нормировка электрического поля  $\mathbf{e} = \mathbf{E}/c$ , при которой вектор  $\mathbf{e}$  имеет такую же размерность как магнитное поле  $\mathbf{B}$ .

Введенные потенциалы, возбуждаемые в анизотропной среде горизонтальным диполем, можно найти, применяя преобразование Ганкеля первого порядка по радиальной переменной

$$\mathbf{K}_1[f(R)](k) = \int_0^\infty f(R) J_1(kR) R dR.$$

В результате приходим к системе четырех обыкновенных дифференциальных уравнений по  $z$ , зависящей от  $k$  как от параметра. Для этой системы формулируется краевая задача, в которой естественными краевыми условиями является затухание возмущений при  $z \rightarrow \pm\infty$ . Кроме того, используется условие сшивки на уровне источника  $z = z_d$ , где решение испытывает скачок, пропорциональный величине тока излучателя  $J_0$ .

Чтобы свести решение этой краевой задачи к задаче Коши, используется метод пересчета матрицы адмиттанса (или метод пересчета краевых условий), который облегчает решение уравнений при наличии резко растущих и затухающих волновых мод. Здесь этот метод применяется не к системе уравнений Максвелла, а к системе уравнений для потенциалов. Эта система разбивается на две 2D-подсистемы, и вводится 2D-матрица  $\mathbf{Y}(z)$ , преобразующая неизвестные одной из них, рассматриваемые как двумерный вектор  $\mathbf{v}(z)$ , в аналогичный вектор  $\mathbf{u}(z)$  для второй под-

системы:  $\mathbf{u}(z) = \mathbf{Y}(z)\mathbf{v}(z)$ . Матрица  $\mathbf{Y}(z)$  удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению типа Риккати  $\partial_z \mathbf{Y} = \mathbf{S} - \mathbf{Y}\mathbf{T}\mathbf{Y}$ , коэффициенты которого определяются коэффициентами исходной системы. При этом предельные значения матрицы  $\mathbf{Y}(z)$  при  $z \rightarrow \pm\infty$  однозначно определяются путем комбинации затухающих на бесконечности решений. Это позволяет найти  $\mathbf{Y}(z)$  сверху и снизу от уровня источника, решая численно соответствующие задачи Коши для уравнения Риккати в направлении из  $+\infty$  или из  $-\infty$  к источнику. При этом на уровне источника  $z = z_d$  получаются различные матрицы  $\mathbf{Y}(z_d + 0)$  и  $\mathbf{Y}(z_d - 0)$ . Сопоставление скачка матрицы  $\mathbf{Y}(z)$  с условием сшивки при  $z = z_d$  позволяет найти начальные данные для численного решения задачи Коши для системы уравнений, определяющей потенциалы. Решая задачу Коши для этой системы численно вверх и вниз от уровня источника, находим высотные профили потенциалов, а затем все компоненты электромагнитного поля как функции  $k$ ,  $\phi$ ,  $z$ . Наконец, применяя обратное преобразование Ганкеля первого порядка, можно получить пространственное распределение поля в цилиндрических координатах  $R$ ,  $\phi$ ,  $z$ .

Особенностью численной модели расчета поля на поверхности Земли является крайне медленное убывание пространственного спектра с ростом радиального волнового числа  $k$ , что затрудняет численное преобразование Ганкеля. Для преодоления таких трудностей технического характера необходимо предварительно найти асимптотику пространственного спектра при  $k \rightarrow \infty$  каждого из потенциалов, полагая диэлектрическую проницаемость атмосферы и ионосферы постоянной. Преобразование Ганкеля этих асимптотик находится в аналитической форме, а разность численного и асимптотического спектров убывает при  $k \rightarrow \infty$  уже достаточно быстро для эффективного применения численного преобразования Ганкеля.

**Численная модель поля, возбуждаемого током конечной длины.** Для нахождения электромагнитного отклика вблизи источника на высотах ионосферы теория точечного дипольного источника, описанная выше, становится недостаточной. Длина излучающей линии  $\sim 100$  км сравнима с высотой нижней кромки ионосферы  $\sim 70$  км, выше которой начинает проявляться эквипотенциальность геомагнитных силовых линий. Поэтому возмущение, возбуждаемое заземленной на концах линией конечной длины, рассчитывается численным суммированием полей от всех диполей, из которых он составлен.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ: РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВДОЛЬ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим пространственную структуру магнитной компоненты искусственных сигналов вдоль земной поверхности. Рисунки 3, 4 показывают зависимость полной амплитуды горизонтальной компо-

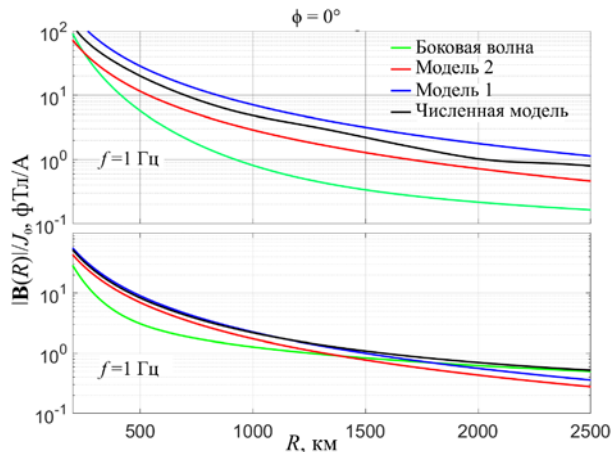


Рис. 3. Спадение с расстоянием  $R$  величины нормированного магнитного поля сигнала на частотах 1 (а) и 10 Гц (б) для различных моделей при распространении вдоль тока излучателя ( $\phi = 0^\circ$ ). Параметры диполя и среды  $L = 100$  км,  $h = 100$  км,  $\sigma_g = 10^{-4}$  См/м

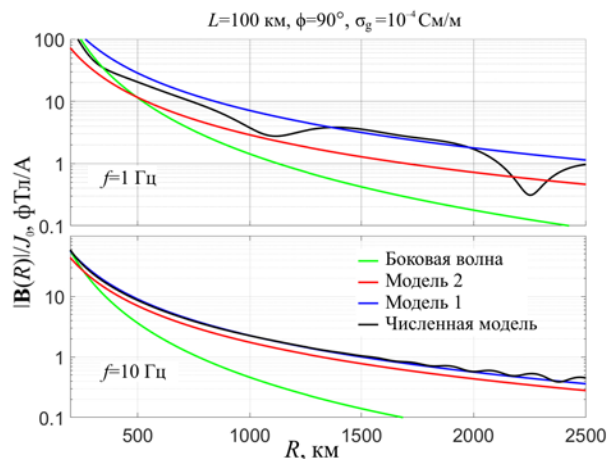


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для направления поперек стороннего тока ( $\phi = 90^\circ$ )

ненты  $|\mathbf{B}(R)|$  для расстояний до 2500 км на частотах  $f = 1$  и 10 Гц при проводимости Земли, характерной для Кольского п-ва, в условиях эксперимента. Поле вычислено для двух направлений: вдоль тока (рис. 3,  $\phi = 0^\circ$ ) и поперек (рис. 4,  $\phi = 90^\circ$ ). Расчеты проведены с помощью как приближенных аналитических моделей 1 и 2, так и численной модели. Вклад боковой волны без учета ионосферы и атмосферной проводимости рассчитан по формулам Фока [1972] для волн вдоль поверхности, разделяющей два однородных полупространства. Отметим, что на небольших расстояниях  $R \lesssim 300\text{--}500$  км боковая волна дает основной вклад в величину магнитного поля.

**Продольное распространение ( $\phi = 0^\circ$ ).** Рассмотрим пространственную структуру поля в направлении стороннего тока на частотах 1 Гц (см. рис. 3, верхняя панель) и 10 Гц (см. рис. 3, нижняя панель). Амплитуда возбуждаемого электромагнитного поля  $|\mathbf{B}(R)|$  вблизи излучателя ( $R < 200$  км) резко спадает с расстоянием, однако на больших расстояниях ( $R > 300$  км) убывает медленнее.

На частоте 1 Гц модели 1 и 2 дают близкие оценки, при этом модель 1 показывает завышенную величину по сравнению с моделью 2, хотя разница невелика (~2 раза). На всех расстояниях  $R \gtrsim 300$  км приземная боковая волна дает малый вклад в возбуждаемое поле. Результаты численной модели попадают в интервал между оценками моделей 1 и 2. На частоте 10 Гц модели 1 и 2 дают практически идентичные оценки, но несколько заниженные по сравнению с численной моделью. Удивительно, что вклад боковой приземной волны становится преобладающим начиная с  $R \approx 2000$  км. Амплитуда искусственного сигнала падает с частотой, что естественно, так как магнитный момент  $M \sim f^{-1/2}$ .

На удалениях 1600 и 2100 км характерные нормированные амплитуды магнитного возмущения на частоте 1 Гц составляют ~1.85 и 0.94 фТл/А (см. рис. 3, а). Таким образом, амплитуды сигналов на этих двух расстояниях должны различаться примерно в два раза.

**Поперечное распространение ( $\phi = 90^\circ$ ).** Сравнение вклада различных каналов в амплитуду искусственного сигнала при распространении поперек стороннего тока показано для частот 1 Гц (см. рис. 4, а) и 10 Гц (см. рис. 4, б). На частоте 1 Гц модель 1 дает завышенную оценку по сравнению с моделью 2, но на частоте 10 Гц модели 1 и 2 дают практически идентичные оценки. На всех рассматриваемых частотах при  $R \gtrsim 500$  км приземная боковая волна дает малый вклад в  $|\mathbf{B}(R)|$ , так что на больших расстояниях поле определяется только суммой нормальных волн атмосферного и ионосферного волноводов.

На частоте 1 Гц зависимость возбуждаемого поля от расстояния в направлении поперек тока источника имеет колеблющийся характер, что является дополнительным свидетельством существования ионосферного волноводного канала распространения. Амплитуда полного поля, рассчитанного по численной модели, колеблется около амплитуды основной атмосферной нормальной волны  $E_0$ . Характерный пространственный период осцилляций на частоте 1 Гц составляет ~2400 км. Альвеновская скорость в ионосферном волноводе ~300–500 км/с, так что соответствующие периоды пространственных колебаний меньше 1000 км. Пространственный период в несколько тысяч километров связан, вероятно, с интерференцией нескольких нормальных волн ионосферного волновода. На удалениях 1600/2100 км в направлении поперек тока источника характерные нормированные амплитуды магнитного возмущения на частоте 1 Гц по численной модели составляют ~3.1/1.1 фТл/А.

Сопоставление зависимостей от расстояния  $R$  величины полного нормированного магнитного поля сигнала на частотах 1 Гц и 4 Гц для численной модели при распространении вдоль тока излучателя  $\phi = 0^\circ$  и поперек стороннего тока  $\phi = 90^\circ$  дано на рис. 5. В среднем амплитуда на частоте 1 Гц оказывается выше, чем на частоте 4 Гц. Но, если амплитуда магнитного поля  $|\mathbf{B}(R)|$  при  $\phi = 0^\circ$  монотонно спадает

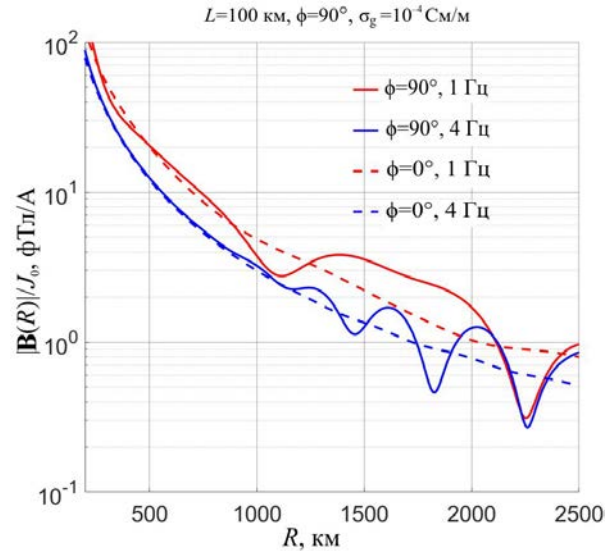


Рис. 5. Сопоставление зависимостей от расстояния  $R$  величины нормированного магнитного поля сигнала на частотах 1 Гц и 4 Гц для численной модели при распространении вдоль ( $\phi = 0^\circ$ ) и поперек ( $\phi = 90^\circ$ ) тока излучателя

с расстоянием, то при  $\phi = 90^\circ$  на фоне спадания наложены крупномасштабные осцилляции. В результате при  $R > 1000$  км амплитуда магнитного поля при  $\phi = 90^\circ$  оказывается почти в ~2 раза больше/меньше амплитуды при  $\phi = 0^\circ$  на расстояниях интерференционных максимумов/минимумов. Это разница связана с тем, что эффективность возбуждения волноводной моды в верхней ионосфере в направлении поперек тока выше, чем в направлении вдоль тока. Поскольку положение и глубина интерференционных минимумов и максимумов могут заметно меняться в зависимости от частоты и параметров ионосферы, то соотношение между амплитудами сигнала на тех же удалениях в продольном и поперечном направлениях может меняться в несколько раз.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ НА СПУТНИКОВЫХ ВЫСОТАХ

В серии спутниковых наблюдений, подкрепленных численным моделированием, излучение ЛЭП на основной частоте 50–60 Гц и ее первых гармониках было обнаружено над промышленно развитыми районами планеты [Пилипенко и др., 2021; Савельева и др., 2025]. Возникает вопрос: может ли излучение герцового диапазона, излучаемого ЛЭП в эксперименте FENICS-2024, быть зарегистрировано на низкоорбитальном спутнике? Если бы такой эксперимент удалось провести, это было бы прекрасной апробацией идеи использования ЛЭП в качестве крупномасштабных излучающих антенн для возбуждения искусственных Pc1-пульсаций [Пилипенко и др., 2024]. Такой эксперимент, в частности, можно было бы провести с аппаратами миссии «Ионосфера-М», работающими на высоте 800 км. Однако для расчетов прохождения через ионосферу УНЧ-излучения от горизонтальных мега-антенн необходима реалистичная модель ионосферы. Кроме того, для описания электромагнитного отклика на высотах ионосферы теория дипольного излучателя становится недостаточной

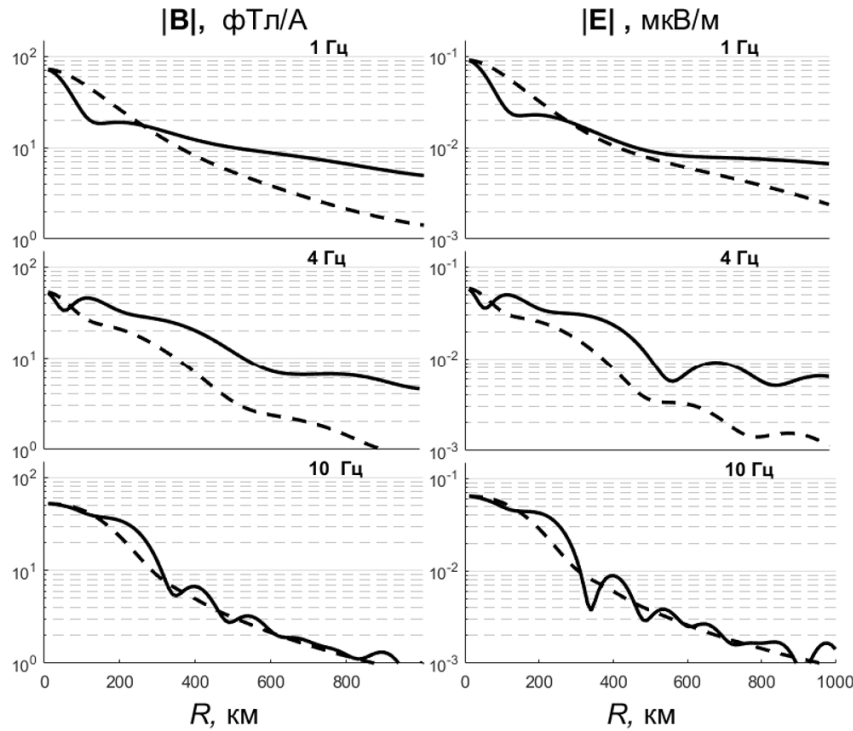


Рис. 6. Расчеты полной амплитуды магнитной  $|B(R)|$  и электрической  $|E(R)|$  компонент по численной модели для тех же ионосферных условий и параметров ЛЭП, что и на рис. 3–6, но для высоты  $z=800$  км. Расчеты проведены для частот  $f=1, 4, 10$  Гц для расстояний до  $R=1000$  км

для излучающей линии с длиной, сравнимой с высотой нижней кромки ионосферы. В этом случае необходимо использование модели с источником конечной длины.

Чтобы оценить, какую амплитуду искусственных РС1-сигналов можно было бы ожидать на спутниковых высотах в окрестности источника, мы провели расчеты с помощью ФМП-модели для тех же ионосферных условий и параметров ЛЭП ( $L=100$  км), но для высоты спутника «Ионосфера-М» (800 км). Расчеты полной амплитуды магнитной  $|B(R)|$  и электрической  $|E(R)|$  компонент проведены для частот  $f=1, 4, 10$  Гц для расстояний до  $R=1000$  км (рис. 6). На частоте 1 Гц непосредственно над источником ( $R=0$  км) нормированная амплитуда магнитного поля достигает  $|B/J_0| \sim 70$  фТл/А, а амплитуда электрического поля  $|E/J_0| \sim 0.09$  мкВ/мА. Таким образом, для типичных токов  $J=150$  А в диапазоне 1–10 Гц в эксперименте FENICS-2024 амплитуды искусственных РС1-сигналов с частотой 1 Гц должны достигать  $|B| \sim 10$  пТл и  $|E| \sim 13$  мкВ/м. Возмущение с такими амплитудами было бы уверенно зарегистрировано аппаратурой спутников «Ионосфера-М». Если полагать, что пороговый уровень надежного обнаружения искусственных РС1-сигналов составляет  $B^* \sim 1$  пТл и  $E^* \sim 1$  мкВ/м, то сигнал частотой 1 Гц от наземной антенны с  $J_0=150$  А должен быть обнаружен на удалениях до  $R^* \sim 600$  км по магнитной компоненте и  $R^* \sim 800$  км — по электрической.

#### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТОВ С РЕЗУЛЬТАТАМИ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Во время первого этапа эксперимента FENICS-2024 на станциях «С. Пустынь» и «Исток», находящихся от узловой подстанции «Выходной» на расстоянии  $\sim 1600$  и  $\sim 2100$  км, было надежно зарегистрировано искусственное излучение на частотах 1–4 Гц с нормированной амплитудой  $0.6 \pm 0.2$  фТл/А и  $0.3 \pm 0.05$  фТл/А. При сопоставлении зарегистрированных амплитуд сигналов с расчетами следует уменьшить расчетные оценки в  $100/84=1.2$  раза из-за различия модельной и фактической длин линии  $L$ . Таким образом, предсказываемые численной моделью амплитуды составляют  $\sim 1.5$  на 1600 км (для направления вдоль тока) и  $\sim 0.9$  фТл/А на 2100 км (для направления поперек тока). Предсказываемое численной моделью уменьшение поля в два раза между PUS и IST хорошо совпадает с измеренным отношением амплитуд сигналов. Сами нормированные амплитуды сигналов на удаленных станциях оказались в 2–3 раза ниже значений, предсказываемых численной моделью.

Следует иметь в виду, что возбуждаемое поле чувствительно к проводимости подстилающей земной поверхности. Соотношения (2) и (3) показывают, что магнитное поле убывает с ростом проводимости примерно как  $B \sim \sigma_g^{-1/2}$ . Зависимость амплитуды сигнала, рассчитанная по численной ФМП-модели, показана на рис. 7 для расстояний  $R=1000, 1610, 2100$  км



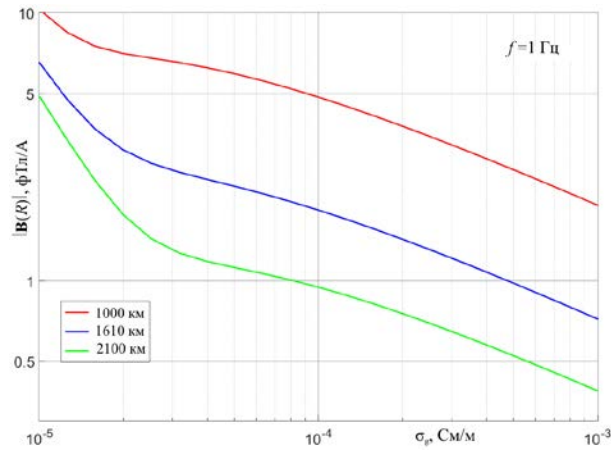


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала, рассчитанная по численной модели, для трех характерных расстояний (указаны в легенде) для частоты  $f=1$  Гц в зависимости от проводимости подстилающей поверхности  $\sigma_g$  [См/м]

для частоты  $f=1$  Гц. Для этих расстояний амплитуда падает примерно на порядок при увеличении  $\sigma_g$  на два порядка от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  См/м. Согласно карте модельного пространственного распределения эффективной продольной проводимости земной коры для территории РФ [Козырева и др., 2022], проводимость в районе Кольского п-ва меняется в диапазоне от  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$  См/м. Более точные оценки ожидаемой амплитуды возмущения на больших удалениях требуют знания конкретной величины проводимости земной коры (или импеданса) в области источника и вдоль трассы.

Четкой зависимости амплитуды зарегистрированного сигнала от частоты надежно выделить не удастся, так как сигналы лишь немного превышают уровень шума и диапазон частот принимаемых сигналов невелик.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Принципиальная особенность численной ФМП-модели состоит в том, что вклад ионосферного волноводного распространения в возбуждаемое поле в УНЧ-диапазоне на больших удалениях, которое ранее учитывалось упрощенно, в этой модели описывается в полной степени. Однако использованная модель содержит ряд упрощений: вертикальное геомагнитное поле, горизонтально-однородные ионосфера и проводимость земной поверхности, что отражается на точности расчетных оценок. Учитывая приближенный характер модели, расхождение в  $\sim 2$  раза нам представляется вполне приемлемым. В принципе, разработанный алгоритм, основанный на численном суммировании элементарных токовых источников, позволяет рассчитывать поля от ЛЭП любой конфигурации, не только от линии тока конечной длины.

Кроме того, хотя ток в линии измерялся надежно, эффект от такого токового источника может быть меньше ожидаемого, так как подстанции «Выходной» и «Оленегорск» продолжали свою работу. Поэтому к схеме заземления добавляются связи между подстанциями по проводам действующих ЛЭП. В результате происходит некоторое уменьшение излучаемого магнитного момента в связи с тем, что не весь обратный ток протекает в грунте, а часть тока течет обратно через действующие ЛЭП.

Мы провели специальное исследование, на каких расстояниях еще можно использовать плоскостойкую модель среды, рассмотрев в сферической системе координат преобладающую моду  $TH_{10}$  через функции Лежандра. Переход к асимптотике функций Лежандра

$$E, B \propto \frac{1}{\sqrt{\sin \vartheta}} \exp(i\nu\vartheta),$$

где  $\nu$  — волновое число;  $\vartheta$  — сферический угол, измеряющий расстояние от источника, показывает, что плоскостойкое приближение непригодно при  $\vartheta > 1$ , т. е. на расстояниях, больших радиуса Земли  $R_E$ . Теперь оценим влияние кривизны на угловое волновое число  $\lambda = \nu - 1$ . Рассмотрение спектральной задачи в первом порядке по теории возмущений для нормальной моды дает поправку  $\delta\nu_0/\nu_0 = h/(2R_E)$ . Окончательно, подставив  $\nu_0 \approx k_0 R_E$ , найдем  $\delta\nu_0 \sim k_0 h/2$ . Таким образом, чем больше частота и высота верхней границы волновода, тем на меньших расстояниях пригодна плоская модель. Получаем, что поправкой  $\delta\nu_0$  к угловому волновому числу можно пренебречь вплоть до расстояний  $x_* = 2R_E / (k_0 h)$ . Таким образом, при оценке углового волнового числа при  $f < 100$  Гц и  $h < 100$  км можно пренебрегать кривизной при  $x < x_* \sim 10R_E$  и вычислять волновые числа без учета сферичности.

Успешность проведения эксперимента FENICS-2024 подводит к идее, что излучение ЛЭП можно использовать в качестве контролируемого источника УНЧ-волн, излучаемых в верхнюю ионосферу. По численным оценкам линия длины  $\sim 100$  км с током 150 А создает в верхней ионосфере в радиусе 600–800 км от источника электромагнитное излучение герцового диапазона, которое может быть зарегистрировано спутниковой аппаратурой. Над установкой FENICS-2024 можно ожидать возбуждения искусственных излучений с амплитудой до десятка пикотесла, сопоставимой с амплитудами естественных Pc1-пульсаций. Геомагнитная широта установки FENICS на Кольском полуострове соответствует сердцевине внешнего радиационного пояса Земли ( $L \sim 6$ ). Электроны релятивистских энергий, образующие радиационный пояс, могут резонансно рассеиваться по питч-углам на ионно-циклотронных волнах герцового диапазона и высыпаться в атмосферу. В перспективе наземный излучатель УНЧ-волн типа FENICS можно использовать для контроля уровня интенсивности внешнего радиационного пояса и как инструмент для опустошения радиационного пояса [Пилипенко и др., 2024]. Таким образом, установка FENICS может быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных Pc1-излучений. Предлагаемые методы зондирования окружающей среды с использованием ионосферного источника неконкурентоспособны по сравнению с наземными источниками типа заземленной на концах ЛЭП [Поляков, 2008].

На втором этапе эксперимента FENICS-2024 в качестве излучающей антенны использовалась линия Л-403 Выходной — Никель (VKH-NIK) с длиной 205 км

и расстоянием между заземлителями подстанций  $L=130$  км. Расчеты для этого этапа эксперимента и их сопоставление с данными наблюдений будут приведены в следующей работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент FENICS-2024 показал, что горизонтальные излучатели с токами 140–150 А действительно можно использовать в качестве искусственного источника Pc1-волн. Искусственные электромагнитные гармонические колебания на заданных частотах могут быть использованы для оперативного магнитотеллурического зондирования на площади до 2000 км. Использование выведенных из эксплуатации ЛЭП может быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных Pc1-излучений. Проведенные наблюдения показали перспективность нового типа активных экспериментов для воздействия УНЧ-сигналами на околоземную плазму.

Работа выполнена в рамках госзаданий Минобрнауки ИФЗ РАН (FMWU-2025-0043, FMWU-2025-0049), НИРФИ ННГУ (FSWR-2023-0038), ИСЗФ СО РАН (FWSE-2021-0005). Работы по запуску ЛЭП в режиме излучающих антенн были проведены ЦФТПС КНЦ при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-17-00208. Регистрация сигналов на ст. «Исток» (Ist) велась с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» [<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Беляев П.П., Поляков С.В., Ермакова Е.Н. и др. Первые эксперименты по генерации и приему искусственных УНЧ-излучений (0.3–12 Гц) на дистанции 1500 км. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2002, т. 45, № 2, с. 156–162.

Вайслейб Ю.В., Собчаков Л.А. Диполь вблизи плоской границы раздела двух сред. *Антенны: Сб. науч. статей*. Вып. 27. М.: Связь, 1979, с. 98–109.

Ермакова Е.Н., Котик Д.С., Собчаков Л.А. и др. Экспериментальные исследования распространения искусственных электромагнитных сигналов в диапазоне 0.6–4.2 Гц. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2005, т. 48, № 9, с. 788–799.

Кириллов В.В. Двумерная теория распространения электромагнитных волн СНЧ-диапазона в волноводе Земля–ионосфера. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1996, т. 39, № 12, с. 1103–1112.

Кириллов В.В., Копейкин В.Н. Формирование резонансной структуры локальной индуктивности ионосферы в диапазоне 0.1–10 Гц. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2003, т. 46, № 1, с. 1–12.

Козырева О.В., Пилипенко В.А., Добровольский М.Н. и др. База данных геомагнитных наблюдений в российской Арктике и ее использование для оценки воздействий космической погоды на технологические системы. *Солнечно-земная физика*. 2022, т. 8, № 1, с. 39–50. DOI: [10.12737/szf-74202102](https://doi.org/10.12737/szf-74202102) / Kozyreva O.V., Pilipenko V.A., Dobrovolsky M.N., et al. Database of geomagnetic observations in Russian Arctic and its application for estimates of the space weather impact on technological systems. *Sol.-Terr. Phys.* 2022, vol. 8, no. 1, pp. 39–50. DOI: [10.12737/stp-81202205](https://doi.org/10.12737/stp-81202205).

Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. *Распространение радиоволн в волноводном канале Земля—ионосфера и в ионосфере*. М.: Наука, 1993, 148 с.

Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Климов С.И. Электромагнитное загрязнение околоземного космического пространства излучением ЛЭП. *Солнечно-земная физика*. 2021, т. 7, № 3, с. 111–119. DOI: [10.12737/szf-73202107](https://doi.org/10.12737/szf-73202107) / Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Mazur N.G., Klimov S.I. Electromagnetic pollution of near-Earth space by power line emission. *Sol.-Terr. Phys.* 2021, vol. 7, no. 3, pp. 105–113. DOI: [10.12737/stp-73202107](https://doi.org/10.12737/stp-73202107).

Пилипенко В.А., Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Шевцов А.Н. О возможности экспериментов по возбуждению искусственных ультранизкочастотных излучений в ионосфере установкой FENICS на Кольском полуострове. *Известия РАН. Серия физическая*. 2024, т. 88, № 3, с. 392–400.

Пилипенко В.А., Ермакова Е.Н., Потапов А.С. и др. Возбуждение глобальных искусственных сигналов диапазона Pc1 в эксперименте FENICS-2024: 1. Наблюдения. *Солнечно-земная физика*. 2025, т. 11, № 2, с. 124–131. DOI: [10.12737/szf-112202511](https://doi.org/10.12737/szf-112202511) / Pilipenko V.A., Ermakova E.N., Potapov A.S., et al. Excitation of global artificial Pc1 signals during FENICS-2024 experiment: 1. Observations. *Sol.-Terr. Phys.* 2025, vol. 11, no. 2, pp. 111–118. DOI: [10.12737/stp-112202511](https://doi.org/10.12737/stp-112202511).

Поляков С.В. Искусственный ионосферный источник низкочастотных электромагнитных полей в задачах зондирования окружающей среды. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2008, т. 51, № 12, с. 1026–1034.

Рябов А.В., Пилипенко В.А., Ермакова Е.Н. и др. Регистрация и моделирование УНЧ-СНЧ-сигналов на станции Старая Пустынь во время эксперимента FENICS-2019. *Наука и технологические разработки*. 2020, т. 99, № 2, с. 16–35. DOI: [10.21455/std2020.2-2](https://doi.org/10.21455/std2020.2-2).

Савельева Н.В., Пилипенко В.А., Мазур Н.Г., Федоров Е.Н., Чжао Ш. Электромагнитные излучения передатчика ЗЕВС и ЛЭП «Северный Транзит», зарегистрированные на спутнике CSES. *Изв. РАН, сер. физ.* 2025, т. 89, № 5, с. 705–713. DOI: [10.1134/S106287382571102X](https://doi.org/10.1134/S106287382571102X).

Собчаков Л.А., Астахова Н.Л., Поляков С.В. Возбуждение электромагнитных волн в плоском волноводе с анизотропной верхней стенкой. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2003, т. 46, № 12, с. 1027–1037.

Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е. и др. Влияние ионосферы на электромагнитные волны от наземного излучателя в диапазоне частот 1–10 Гц. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2007, т. 47, № 6, с. 855–856.

Терещенко Е.Д., Иванов Н.В., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф. Исследование особенностей распространения в высоких широтах искусственного электромагнитного сигнала в диапазоне 0.1–10 Гц. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2010, т. 50, № 5, с. 660–670.

Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е. и др. Влияние ионосферы на возбуждение электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне. *Журнал технической физики*. 2018, т. 6, с. 907–913. DOI: [10.21883/JTF.2018.06.4602453](https://doi.org/10.21883/JTF.2018.06.4602453).

Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. Электромагнитные поля в верхней ионосфере от горизонтального крайне низкочастотного наземного излучателя конечной длины. *Известия вузов. Радиофизика*. 2022, т. 65, № 9, с. 697–712. DOI: [10.52452/00213462\\_2022\\_65\\_09\\_697](https://doi.org/10.52452/00213462_2022_65_09_697).

Фок В.А. О расчете электромагнитного поля переменного тока при наличии плоской поверхности раздела. В книге Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра, 1972, 368 с.

Boteler D.H., Pirjola R.J. The complex image method for calculating the magnetic and electric fields produced at the surface of the Earth by the auroral electrojet. *Geophys. J. Intern.* 1998, vol. 132, pp. 31–40.

Ermakova E.N., Kotik D.S., Polyakov S.V., et al. A power line as a tunable ULF-wave radiator: Properties of artificial

- signal at distances of 200 to 1000 km. *J. Geophys. Res.* 2006, vol. 111, A04305. DOI: [10.1029/2005JA011420](https://doi.org/10.1029/2005JA011420).
- Ermakova E.N., Kotik D.S., Ryabov A.V. Characteristics of ULF magnetic fields in the 3D inhomogeneous Earth-ionosphere waveguide. *J. Geophys. Res.* 2022, vol. 127, e2021JA030025. DOI: [10.1029/2021JA030025](https://doi.org/10.1029/2021JA030025).
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. Modeling ELF electromagnetic field in the upper ionosphere from power transmission lines. *Radio Sci.* 2020, vol. 55, e2019RS006943. DOI: [10.1029/2019RS006943](https://doi.org/10.1029/2019RS006943).
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. Generation of artificial ULF/ELF electromagnetic emission in the ionosphere by horizontal ground-based current system. *J. Geophys. Res.* 2023, vol. 128, e2023JA031590. DOI: [10.1029/2023JA031590](https://doi.org/10.1029/2023JA031590).
- Pilipenko V., Zhao S., Savelieva N., et al. ELF emission in the topside ionosphere from the ZEVS transmitter detected by CSES satellite. *Adv. Space Res.* 2024, vol. 74, no.10, pp. 4937–4947. DOI: [10.1016/j.asr.2024.07.074](https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.07.074).
- URL: <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/> (дата обращения 30 апреля 2025 г.).

*Как цитировать эту статью:*

Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Потапов А.С., Марчук Р.А., Колобов В.В., Анисимов С.В., Позднякова Д.Д. Возбуждение искусственных сигналов диапазона Pc1 в эксперименте FENICS-2024: 2. Моделирование. *Солнечно-земная физика*. 2025, т. 11, № 4, с. 44–54. DOI: [10.12737/szf-114202503](https://doi.org/10.12737/szf-114202503).