

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ УНЧ ПОЛЯ НА ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И В ИОНОСФЕРЕ ОТ ПОДЗЕМНОГО СЕЙСМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

© 2024 г. Н. Г. Мазур^{1, *}, Е. Н. Федоров^{1, **},
В. А. Пилипенко^{1, ***}, К. Е. Боровлева^{1, ****}

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

**E-mail: ngmazur@mail.ru,*

***E-mail: enfedorov1@yandex.ru*

****Email: space.soliton@gmail.com*

*****E-mail: k.borovlyova@gmail.com*

Поступила в редакцию 17.10.2022 г.

После доработки 19.12.2022 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Построен теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным горизонтальным токовым источником конечной длины. На основании этой теории разработана численная модель с реалистичным профилем ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле. Показано, что кажущийся импеданс электромагнитного поля подземного источника на земной поверхности на порядок превышает импеданс Земли, что может быть использовано для дискриминации возмущений от сейсмогенных источников. Представленные результаты численного моделирования позволяют связать возмущения приземного магнитного поля и электрического поля в ионосфере, создаваемые крупномасштабным подземным источником. На основании этих модельных оценок сделан вывод, что многие из найденных в спутниковых данных ультранизкочастотных возмущений электрического поля перед землетрясениями нельзя связать с прямым излучением сейсмогенных источников.

Ключевые слова: электромагнитные предвестники землетрясений, УНЧ излучения, подземный токовый источник, ионосферные предвестники землетрясений.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002333724020058>, **EDN:** BSHEKB

1. ВВЕДЕНИЕ: УНЧ ПОЛЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

Одно из актуальных направлений в современной геофизике – разработка физических основ оперативного (за дни–недели) прогноза землетрясений по аномальным возмущениям электромагнитных полей и ионосферы, дополняющего стандартные сейсмические методы [Бучаченко и др., 1996]. Ключевую роль в сейсмоэлектромагнитных методах играют излучения разных частотных диапазонов. В настоящее время перспективным представляется мониторинг излучений ультранизкочастотного (УНЧ) диапазона (10^{-2} –10 Гц), источником которых могут быть динамические процессы в области очагов землетрясений. Такими процессами могут

быть разделение зарядов при трещинообразовании, иррегулярное течение подземных флюидов через поры в горной породе, акустические импульсы раскрывающихся трещин [Surkov, Hayakawa, 2014]. Однако оценки электромагнитных УНЧ полей, создаваемых системой хаотично ориентированных трещин, показали, что статистический эффект таких микроизлучателей на земной поверхности оказывается слишком малым [Molchanov, Hayakawa, 1995; Surkov, Hayakawa, 2006]. В то же время возможно образование крупномасштабных токовых систем, обусловленных движением горной среды вдоль разломов при активизации сейсмической активности [Lockner et al., 1983; Гохберг и др., 1985; Гульельми, Левшенко, 1997]. Эти крупномасштабные токи могут иметь

электрокинетическую или трибоэлектрическую природу либо могут быть связаны с движением заряженных дислокаций. Попытки мониторинга таких движений ведутся с помощью регистрации УНЧ импульсов и шумов на земной поверхности [Hattori, 2004; Freund et al., 2021].

Более того, предпринимаются попытки обнаружить сейсмогенные УНЧ возмущения на низкоорбитальных спутниках [Kodama et al., 2000]. Постоянно растет число сообщений об “аномальных” электромагнитных возмущениях в УНЧ диапазоне, обнаруженных спутниками в верхней ионосфере [Picozza et al., 2021]. Во всех работах спутниковые данные анализировались только для пролетов над изучаемым регионом в ночные часы. Электрические возмущения на частотах <10 Гц, возможно, связанные с предстоящим землетрясением, были обнаружены еще на ранних спутниках ИКБ-1300 и ОРЕОЛ-3. Эти обнадеживающие результаты стимулировали разработку специализированных спутниковых миссий для обнаружения сейсмоэлектромагнитных УНЧ излучений: DEMETER (высота орбиты ~ 660 км) [Parrot, 1990; 2018]; CSES (высота орбиты ~ 500 км) [Zhima et al., 2022]; ESPERIA [Sgrigna et al., 2008]; TwinSat [Chmyrev et al., 2013].

Для оценки интенсивности сейсмического источника аномального излучения, доступного для регистрации на низкоорбитальной орбите, необходимо моделирование отклика ионосферы на крупномасштабные излучатели сейсмической природы. Теоретическое моделирование позволило бы отбросить заведомо нереальные физические механизмы, иначе случайные совпадения при наблюдениях могут восприниматься как надежные экспериментальные свидетельства. В данной работе мы предлагаем модель, которая позволяет численно рассчитать УНЧ поля, создаваемые подземным линейным током конечной длины как на земной поверхности, так и в верхней ионосфере. Эта модель дает количественную оценку величины тока, ответственного за такие УНЧ излучения. Полученную оценку можно сопоставить с имеющимися представлениями о механоэлектрических преобразователях в земной коре во время активизации сейсмической активности. Модельные расчеты также позволяют сделать вывод о перспективности спутниковых наблюдений для поиска сейсмоэлектромагнитных полей.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Предположим, что механоэлектрические преобразования в земной коре создают электродвижущую силу, генерирующую ток $J(t)$, который затем замыкается токами проводимости в земной коре. Задача заключается в том, чтобы найти создаваемые этой токовой системой электромагнитные поля как в атмосфере, так и в ионосфере на спутниковых высотах. Рассматриваемая задача не сводится к классическим задачам об электромагнитном излучении токового источника, заглубленного в проводящее полупространство [Baños, 1966; King et al., 1981]. В рассмотренной модели система осциллирующих токов в земной коре самосогласованно связана с возбуждаемыми ею электромагнитными полями $\mathbf{B}(x, y, z, t)$ и $\mathbf{e}(x, y, z, t) \equiv c^{-1}\mathbf{E}$ (где c – скорость света) в атмосфере и ионосфере.

Геометрия модели показана на рис. 1: ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх ($z = 0$ на поверхности Земли), ось x – на восток, и ось y – на север. Для простоты принимается, что геомагнитное поле вертикально, т.е. его наклонение $I = 90^\circ$. Атмосферная проводимость увеличивается экспоненциально до высоты 80 км по закону $\sigma(z) = \sigma_a \exp(z/z_a)$, при этом величина z_a подбирается такой, чтобы $\sigma(z)$ сшивалась с проводимостью, даваемой моделью IRI. С высоты 80 км начинается ионосфера, вертикальный профиль параметров которой рассчитан с помощью моделей IRI и MSIS. Такая модель со слоистой горизонтально однородной ионосферой с реалистичским вертикальным профилем аналогична модели, использованной в работах [Fedorov et al., 2020; 2021].

Пусть нестационарный прямолинейный ток $J(t)$ конечной длины L расположен на некоторой глубине $z = h < 0$ под поверхностью Земли и направлен вдоль оси x . Рассмотрим отдельную спектральную гармонику $J(t) = J_0 \exp(-i\omega t)$. Начальный и наиболее важный этап решения задачи – нахождение решения уравнений Максвелла с источником \mathbf{j} в виде точечного горизонтального токового диполя:

$$\nabla \times \mathbf{B} = -ik_0 \hat{\mathbf{e}} \mathbf{e} + \mu_0 \mathbf{j}, \quad \nabla \times \mathbf{e} = ik_0 \mathbf{B} \quad (1)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, $\hat{\mathbf{e}}$ – тензор относительной комплексной диэлектрической проницаемости среды. В координатной системе с осью z вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 тензор $\hat{\mathbf{e}}$ имеет ненулевые элементы $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel}$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = ig$. Стандартные формулы для элементов тензора $\hat{\mathbf{e}}$ можно

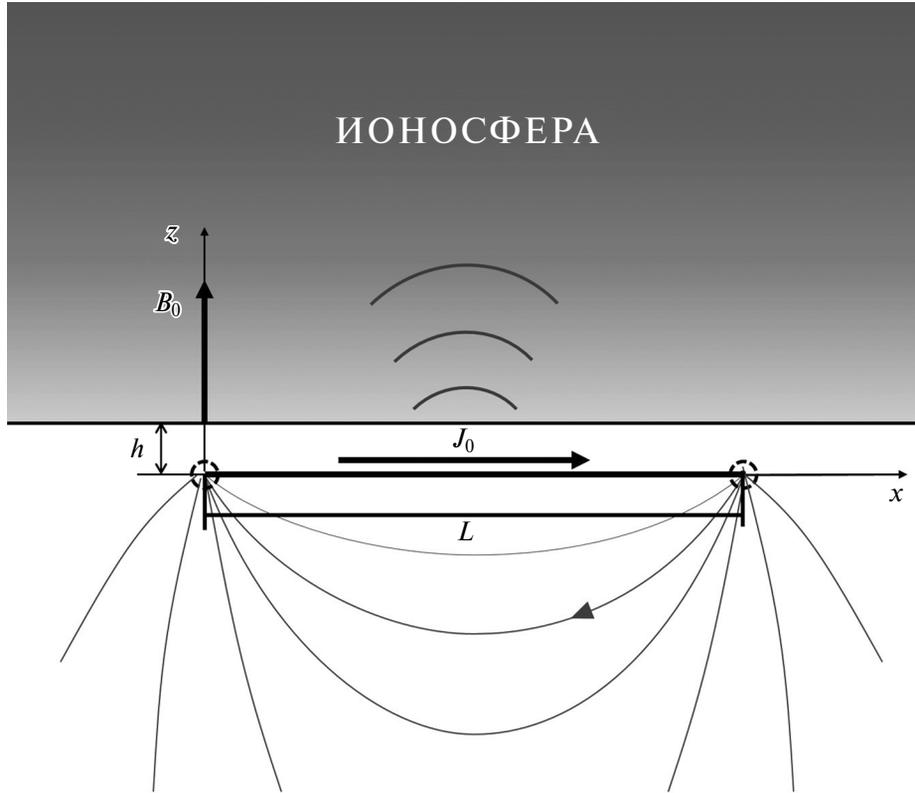


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии задачи о подземном токовом источнике с током J_0 на глубине h при наличии атмосферы и ионосферы.

найти, например, в книге [Гинзбург, 1967]. Даемые моделью IRI профили параметров ионосферы дают возможность рассчитать высотные профили элементов тензора диэлектрической проницаемости. В приземной атмосфере элементы тензора $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} \rightarrow 1$ и $g \rightarrow 0$. Ниже поверхности Земли $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} = \epsilon_g = \text{Re}\epsilon_g + i\sigma_g / (\omega\epsilon_0)$ и $g = 0$, где σ_g и $\text{Re}\epsilon_g$ – проводимость и диэлектрическая проницаемость Земли.

При решении поставленной задачи использовано представление электромагнитного поля через потенциалы. В этом формализме наиболее эффективно удастся разбить поле на потенциальную и вихревую составляющие. Это важно при решении данной задачи, которая, очевидно, лишена осевой симметрии; но оказывается, что потенциальная и вихревая составляющие в отдельности такой симметрией обладают. Благодаря этому становится возможным, разделяя переменные с помощью преобразования Ганкеля, прийти к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Более подробно математический формализм изложен в работе [Федоров и др., 2023]. Итак, электрическое и магнитное поля стандартно выражаются через скалярный и векторный потенциалы Φ и \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{e} = -\nabla\Phi + ik_0\mathbf{A}.$$

Если воспользоваться условием калибровки $\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{A}_{\perp} = 0$, то поперечная компонента векторного потенциала может быть представлена в виде $\mathbf{A}_{\perp} = (ik_0)^{-1} \nabla \times \Psi \hat{\mathbf{z}}$, где Ψ – скалярный магнитный потенциал. В результате имеем представление электромагнитного поля через потенциалы $A = A_z$, Φ и Ψ :

$$\mathbf{B} = \nabla A \times \hat{\mathbf{z}} + (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp} \partial_z \Psi - (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \Psi \hat{\mathbf{z}}, \quad (2)$$

$$\mathbf{e} = -\nabla\Phi + ik_0 A \hat{\mathbf{z}} + \nabla\Psi \times \hat{\mathbf{z}}.$$

Использование этого представления приводит систему уравнений Максвелла (1) к следующей системе уравнений, определяющей эти потенциалы:

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \partial_z A &= ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Phi + k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Psi + \mu_0 \text{Div} \mathbf{j}_{\perp}, \\ (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2 \Psi &= -k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Phi + ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Psi + \mu_0 \text{Rot} \mathbf{j}_{\perp}, \\ \nabla_{\perp}^2 A &= ik_0 \epsilon_{\parallel} (-\partial_z \Phi + ik_0 A) - \mu_0 j_{\parallel}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы обозначения 2D-операторов $\text{Div} \mathbf{a} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{a} = \partial_x a_x + \partial_y a_y$ и $\text{Rota} = (\nabla_{\perp} \times \mathbf{a})_z = \partial_x a_y - \partial_y a_x$.

Рассмотрим элемент горизонтального тока – точечный токовый диполь, расположенный в точке с координатами $x = 0, y = 0, z = h$. Тогда в уравнениях (3) имеем $j_{\parallel} = 0$, а выражение для поперечной плотности тока в декартовых координатах имеет вид $\mathbf{j}_{\perp} = j_x \hat{\mathbf{x}} = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \hat{\mathbf{x}}$, где $M_0 = J_0 L$ – токовый момент. Для дальнейшего анализа перейдем к цилиндрическим координатам ρ, φ, z , в которых выражения для входящих в уравнения (3) источников имеют вид $\text{Div} \mathbf{j}_{\perp} = q(\rho) \delta(z-h) \cos \varphi$ и $\text{Rot} \mathbf{j}_{\perp} = -q(\rho) \delta(z-h) \sin \varphi$, где $q(\rho) = M_0 \partial_{\rho} [(2\pi\rho)^{-1} \delta(\rho)]$. Слагаемое $\text{Div} \mathbf{j}_{\perp}$ возбуждает потенциальную часть поля, тогда как слагаемое $\text{Rot} \mathbf{j}_{\perp}$ создает его вихревую часть.

Поскольку неоднородность в системе уравнений (3) представляет собой линейную комбинацию векторов с коэффициентами $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$, то и решение следует искать в виде таких же комбинаций $F(\rho, \varphi, z) = F_c(\rho, z) \cos \varphi + F_s(\rho, z) \sin \varphi$, где $F = A, \Phi, \Psi$. В результате подстановки этих комбинаций в (3) и группировки членов получается система уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_z A_{c,s} &= ik_0 \varepsilon_{\perp} \Phi_{c,s} + k_0 g \Psi_{c,s} + a_{c,s}, \\ \partial_z B_{c,s} &= -k_0 g \Phi_{c,s} - (ik_0)^{-1} (k_0^2 \varepsilon_{\perp} + \mathbf{R}) \Psi_{c,s} - b_{c,s}, \\ \partial_z \Phi_{c,s} &= ik_0 [1 + (k_0^2 \varepsilon_{\parallel})^{-1} \mathbf{R}] A_{c,s}, \\ \partial_z \Psi_{c,s} &= ik_0 B_{c,s}, \end{aligned} \quad (4)$$

где: оператор $\mathbf{R} = \rho^{-1} \partial_{\rho} \rho \partial_{\rho} - \rho^{-2}$; неоднородные члены $a_c = b_s = \mu_0 \mathbf{R}^{-1} q(\rho) \delta(z-h)$ и $a_s = b_c = 0$; для симметрии введена дополнительная искомая функция $B_{c,s} = (ik_0)^{-1} \partial_z \Psi_{c,s}$. Принципиально важным является то обстоятельство, что система уравнений (4) уже обладает цилиндрической симметрией, а несимметричность исходной задачи преодолена благодаря разделению на две составляющие, потенциальную (с индексом c) и вихревую (с индексом s), имеющие разную угловую зависимость ($\cos \varphi$ и $\sin \varphi$). Это позволяет разделить переменные и прийти к одномерной краевой задаче.

Система уравнений (4) с частными производными приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по переменной z с помощью преобразования Ганкеля первого порядка \mathbb{K}_1 , которое переводит дифференциальный оператор \mathbf{R} в умножение на $-k^2$. После применения преобразования \mathbb{K}_1 перейдем к переменным $\tilde{A}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[A_{c,s}]$, $\tilde{B}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[B_{c,s}]$, $\tilde{\Phi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Phi_{c,s}]$ и $\tilde{\Psi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Psi_{c,s}]$. В результате получается система обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \partial_z \tilde{A}_{c,s} &= \alpha \tilde{\Phi}_{c,s} + \beta \tilde{\Psi}_{c,s} + \tilde{a}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Phi}_{c,s} &= \lambda \tilde{A}_{c,s}, \\ \partial_z \tilde{B}_{c,s} &= \gamma \tilde{\Phi}_{c,s} + \delta_k \tilde{\Psi}_{c,s} - \tilde{b}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Psi}_{c,s} &= ik_0 \tilde{B}_{c,s}, \end{aligned} \quad (5)$$

где: $\alpha = ik_0 \varepsilon_{\perp}$; $\beta = k_0 g$; $\gamma = -k_0 g$; $\delta_k = ik_0 (\varepsilon_{\perp} - k^2 / k_0^2)$; $\lambda = ik_0 [1 - k^2 / (k_0^2 \varepsilon_{\parallel})]$; $\tilde{a}_c = \tilde{b}_s = S_0 \delta(z-h)$; $\tilde{a}_s = \tilde{b}_c = 0$.

Ввиду того, что в неоднородности системы (5) присутствует множитель $\delta(z-h)$, ее решение сводится к решению соответствующей однородной системы с условиями сшивки при $z = h$. Эту однородную систему можно представить наглядно в виде

$$\partial_z \mathbf{u} = \mathbf{S} \mathbf{v}, \quad \partial_z \mathbf{v} = \mathbf{T} \mathbf{u}, \quad (6)$$

используя двумерные векторы и матрицы 2×2 :

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{c,s} \\ \tilde{B}_{c,s} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{v} = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_{c,s} \\ \tilde{\Psi}_{c,s} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta_k \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & ik_0 \end{pmatrix}.$$

Условие сшивки решений однородной системы (6) при $z = h$ получаются путем интегрирования уравнений (5) по малой окрестности источника, т.е. от $z = h-0$ до $z = h+0$.

При решении однородной системы (6) полезной оказывается матрица $\mathbf{Y}(z)$, преобразующая вектор $\mathbf{v}(z)$ в вектор $\mathbf{u}(z)$: $\mathbf{u}(z) = \mathbf{Y}(z) \mathbf{v}(z)$. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ аналогична матрице адмиттанса, связывающей электрическое и магнитное поля и облегчающей решение уравнений Максвелла при наличии резко растущих или затухающих волновых мод. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению типа Риккати $\partial_z \mathbf{Y} = \mathbf{S} - \mathbf{Y} \mathbf{T} \mathbf{Y}$.

Краевыми условиями при $z \rightarrow \pm \infty$ для систем (5) и (6) являются условия затухания возмущений. При этом предельные значения матрицы $\mathbf{Y}(z)$ при $z \rightarrow \pm \infty$ однозначно определяются путем комбинации затухающих решений системы (6). 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 $-\infty$ к источнику. При этом на уровне источника $z = h$ получаются различные матрицы $\mathbf{Y}(h+0)$ и $\mathbf{Y}(h-0)$. Сопоставление скачка матрицы $\mathbf{Y}(z)$ с условием сшивки при $z = h$ позволяет найти векторы $\mathbf{u}(h \pm 0)$ и $\mathbf{v}(h \pm 0)$, т.е. начальные данные для численного решения задачи Коши для системы (6). Более подробное обсуждение краевых условий и сведения краевой задачи к задаче Коши для

аналогичной системы уравнений можно найти в работах [Fedorov et al., 2020; 2021].

Решая численно задачу Коши для системы (6) с краевыми условиями на уровне источника вверх и вниз, можно найти высотные профили модифицированных потенциалов $\tilde{A}_{c,s}(z,k)$, $\tilde{B}_{c,s}(z,k)$, $\tilde{\Phi}_{c,s}(z,k)$ и $\tilde{\Psi}_{c,s}(z,k)$. После этого с помощью обратного преобразования Ганкеля находятся горизонтальные пространственные распределения компонент поля. Наконец, использование формул (2), записанных в цилиндрических координатах, дает решение системы (4).

Для нахождения электромагнитного поля тока с конечной длиной L использованы результаты, полученные для токового диполя. С этой целью большое число N диполей с токовым моментом M_0 размещаются в серединах разбиения линии тока на N равных частей, и создаваемые ими поля суммируются. Этой системе диполей соответствует величина тока $J_0 = NM_0L^{-1}$.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА НА СЕЙСМОГЕННЫЙ ТОК

Возбуждаемые подземным источником электрические и магнитные компоненты поля рассчитаны для земной поверхности ($z = 0$) и для фиксированной высоты в верхней ионосфере ($z = 500$ км), соответствующей типичной высоте низкоорбитальных спутников. Расчеты проведены для источника с частотой $f = 1$ Гц и с разными масштабами ($L = 1 - 100$ км) на глубине $h = 10$ км. Проводимость Земли выбрана $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, а диэлектрическая проницаемость $\text{Re}\epsilon_g = 10$. Рассчитанные поля соответствуют току источника $J_0 = 1$ А.

Параметры ионосферной модели IRI были выбраны соответствующими зимним ночным условиям ($LT = 23$, 08.12.2021 г.) на широте Камчатки (Петропавловск-Камчатский 53.0° с.ш., 158.6° в.д.). При этих условиях $f_oF2 = 2.37$ МГц, а высота максимума плотности $h_mF2 = 344$ км. Атмосферная проводимость у поверхности Земли принимается равной $\sigma_a = 1.1 \cdot 10^{-14}$ См/м.

3.1. Электромагнитные поля на поверхности земли

На земной поверхности УНЧ поля измеряются преимущественно магнитометрами, поэтому мы приводим результаты расчетов горизонтальных магнитных компонент B_x и B_y , и вертикальной компоненты B_z . Измерения

электротеллурического поля (E_x - и E_y -компоненты) также ведутся, хотя и не столь широко. Возможные УНЧ электромагнитные предвестники были обнаружены на сравнительно малых удалениях от эпицентра [Hattori, 2004], поэтому расчеты проводились до расстояний по горизонтали не более 200 км.

3.1.1. Сопоставление с моделью подземного диполя

Для оценки гипотетического тока в области гипоцентра землетрясения, необходимого для возбуждения наблюдаемых на земной поверхности электромагнитных сигналов, авторы работы [Bortnik et al., 2010] использовали относительно простую модель подземного источника тока. В качестве источника рассматривался горизонтальный диполь с моментом $M_0 = 1$ А·м на глубине 10 км. Для расчета были использованы известные аналитические решения задачи о поле заглубленного горизонтального диполя [King, 1981; Vanos, 1966]. Результаты расчетов для проводимостей $\sigma_g < 10^{-3}$ См/м показали, что для наблюдаемых импульсов с амплитудами ~ 30 нТл на частоте 1 Гц [Bleier et al., 2009] ожидаемая величина сейсмогенного тока J_0 попадает в диапазон от нескольких десятков до нескольких сотен кА при $L = 0.1 - 1$ км. Если установить порог регистрации на уровне 1 пТл, то согласно этим оценкам даже при больших проводимостях грунта магнитные сигналы должны легко обнаруживаться в радиусе до 30 км от эпицентра.

Для сопоставления результатов нашей модели с результатами работы [Bortnik et al., 2010] на рис. 2 приведен расчет пространственного распределения компоненты магнитного поля $B_y(x)$ при $y = 0$ на поверхности Земли для следующих параметров: $h = -10$ км, $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, $L = 1$ км. Компонента $B_x(x)$ в этой области мала и не приводится. Для этих параметров глубина скин-слоя составляет $\delta_g = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma_g} \approx 16$ км. Выбранный малый масштаб источника должен дать результаты, соответствующие приближению точечного диполя. В реальных условиях длина разлома, а значит и масштаб гипотетического сейсмогенного тока, может значительно превышать 1 км. Модель точечного диполя не позволяет оценить изменение наземного возмущения в зависимости от масштаба источника. Такую оценку можно сделать с помощью разработанной нами модели источника конечной длины.

С этой целью была рассчитана пространственная структура возбуждаемого поля для $L = 50$ км

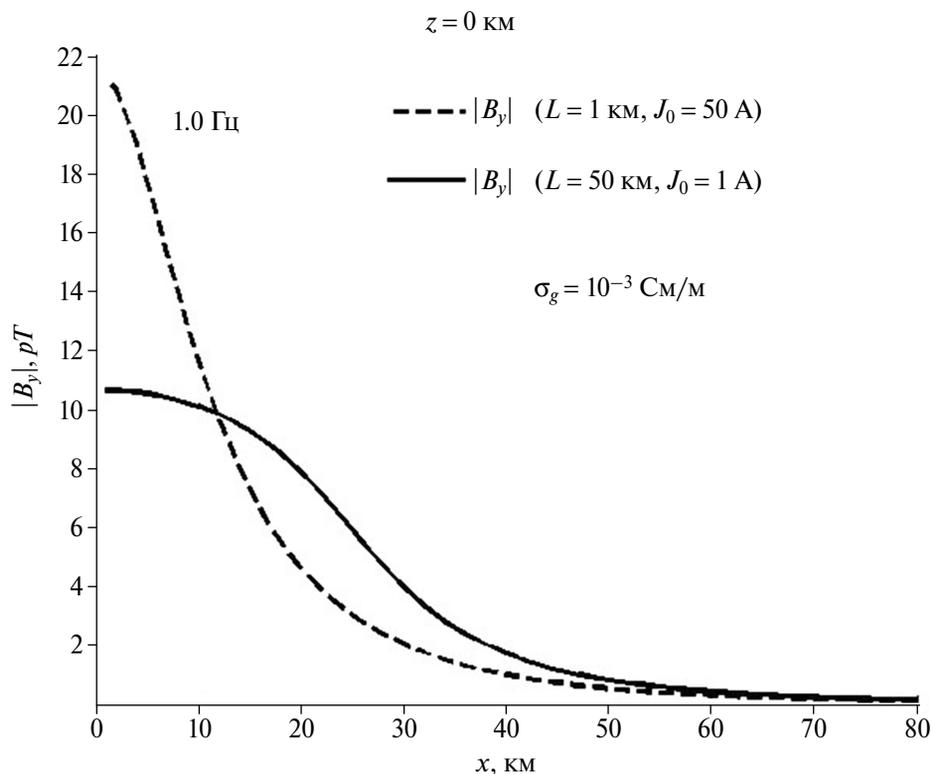


Рис. 2. Пространственная структура амплитуды магнитной компоненты $|B_y(x)|$ на земной поверхности в направлении вдоль тока для источников с $L = 1$ км и $J_0 = 50$ А (соответствует точечному диполю) и с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А. Частота источников $f = 1$ Гц, удельная проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м.

и для $L = 1$ км, но при тех же параметрах среды. Сила тока подбиралась так, чтобы токовый момент M_0 обоих источников был одинаковым (рис. 2). Сопоставление показывает, что поле источника конечных размеров на больших удалениях спадает медленнее, чем поле точечного диполя. Непосредственно над источником с масштабом $L = 50$ км величина магнитного возмущения на земной поверхности достигает ~ 10 пТл.

3.2. Особенности поля подземного излучателя

Ключевая проблема при поиске электромагнитных предвестников — возможность дискриминации магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений. Если не применять специальные критерии для разделения магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений (ряд которых приведен ниже), то стандартный подход может привести к тому, что магнитосферные сигналы будут ложно интерпретированы как сейсмогенные излучения [Костерин и др., 2015].

3.2.1. Поляризационная структура

Одно из отличий поля магнитосферно-ионосферного и подземного источников видно на рис. 3, где показано пространственное распределение горизонтальной и вертикальной магнитных компонент в направлении поперек токового источника (по оси y). Горизонтальная компонента $|B_y(y)|$ имеет максимум при $y = 0$, т.е. непосредственно над источником. Величина же вертикальной компоненты $|B_z(y)|$ над источником проходит через нулевое значение и достигает максимума на удалении ~ 15 км.

Проведенные расчеты показывают характерную особенность поля подземного источника по сравнению с полем падающих сверху магнитосферно-ионосферных возмущений. При типичных масштабах такого возмущения и проводимости подстилающей земной поверхности вертикальная компонента поля возмущения B_z мала по сравнению с горизонтальной B_{\perp} : $|B_z|/|B_{\perp}| \sim \delta_g/\lambda_{\perp} \ll 1$, где λ_{\perp} — горизонтальный масштаб возмущения [Piliipenko et al., 1998]. В то же время структура поля подземного источника такова, что $|B_z| > |B_y|$ вблизи источника, а вдали от него $|B_z| \sim |B_y|$ (рис. 3). Эту

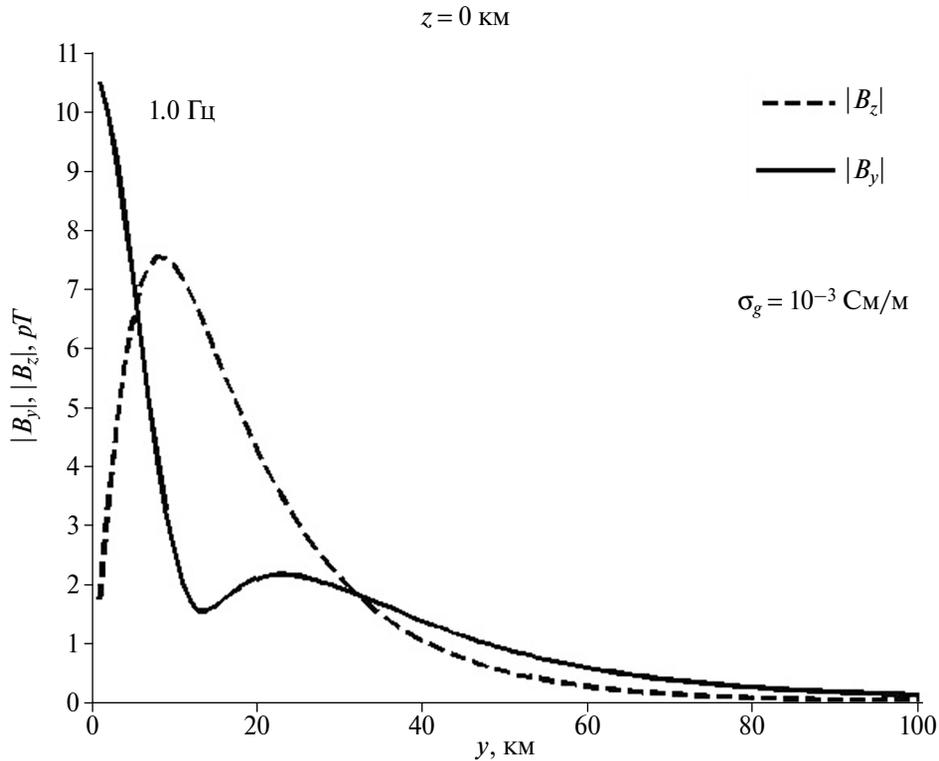


Рис. 3. Пространственная структура амплитуды магнитных компонент $|B_y(y)|$ и $|B_z(y)|$ на земной поверхности в направлении поперек тока для источника с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А на частоте $f = 1$ Гц.

особенность использовали при выделении сейсмогенных сигналов перед сильным землетрясением на о. Гуам [Науакэва et al., 1996]. Далее мы укажем на еще одну особенность, которая может быть использована для идентификации сигналов от подземных источников.

3.2.2. Кажущийся импеданс

Для дискриминации магнитосферных и сейсмогенных возмущений может быть применен кажущийся импеданс, т.е. отношение $\mu_0 |\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$ [Piliipenko et al., 2005]. Для магнитосферных источников кажущийся импеданс практически для всех реальных условий совпадает с поверхностным импедансом Земли $Z_g(\omega) = \sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma_g}$. Кажущийся импеданс сейсмогенных возмущений был рассчитан по модельным значениям магнитного и электро-теллурического полей $Z_{xy} = \mu_0 E_x/B_y$ и $Z_{yx} = \mu_0 E_y/B_x$ (рис. 4). Расчет показывает, что для подземного источника кажущийся импеданс вблизи источника на порядок может превышать импеданс Земли Z_g . Согласно этим расчетам, синхронные электротеллурические и геомагнитные наблюдения, дающие возможность определять импеданс зарегистрированных возмущений, могут быть применены

для выделения возмущений от сейсмогенных источников.

3.3. Электромагнитные поля в верхней ионосфере

Спутниковые измерения УНЧ и КНЧ полей преимущественно ведутся электрическими антеннами, которые более чувствительны к электромагнитным возмущениям, чем бортовые магнитометры. Для интерпретации спутниковых наблюдений сигналов, предположительно вызванных сейсмическими источниками, проведены расчеты амплитуды поперечных электрических составляющих $|E_x|$ и $|E_y|$ на высоте $z = 500$ км (рис. 5). При $f = 1$ Гц максимальное возмущение непосредственно над источником ($x = 0$) с $J_0 = 1$ А и $L = 50$ км достигает $|E_x| \sim 3 \cdot 10^{-3}$ мкВ/м.

В ранних публикациях сообщалось об обнаружении квазистационарных (~ 1 Гц) электромагнитных возмущений с характерными амплитудами порядка первых мВ/м по электрическому полю [Chmyrev et al., 1989]. Из результатов модели следует, что для создания в верхней ночной ионосфере возмущения с амплитудой $E \sim 3$ мВ/м необходим крупномасштабный подземный ток

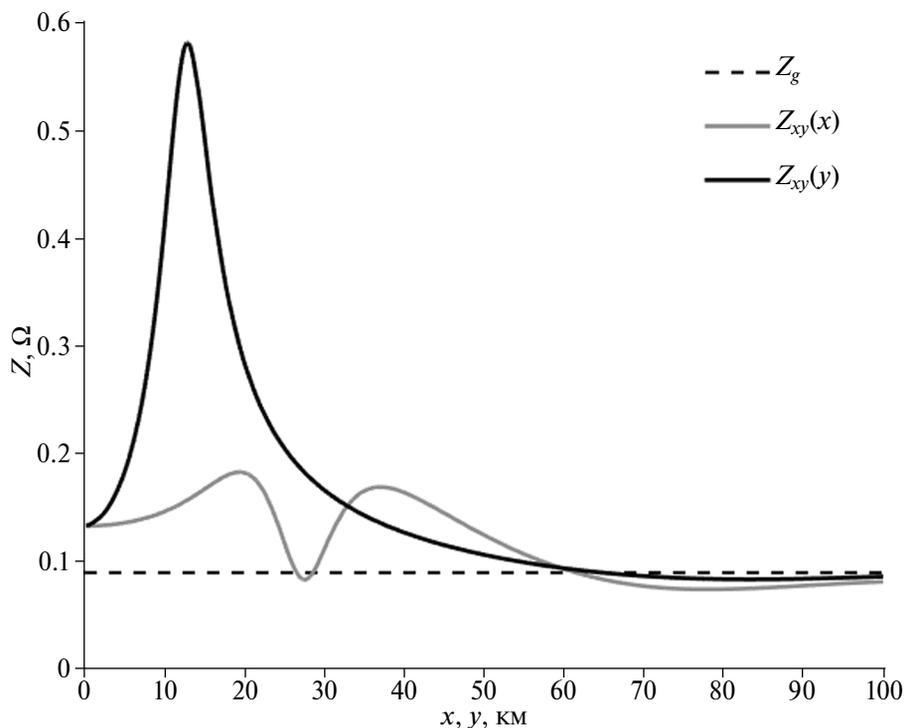


Рис. 4. Профиль кажущихся импедансов $Z_{xy}(x)$ и $Z_{xy}(y)$ в сравнении с импедансом Земли Z_g (штриховая линия) на различных удалениях от источника. Расчет проведен для значений $h = -10$ км, $\sigma_g = 10^{-3}$ См/м, $L = 50$ км, $f = 1$ Гц.

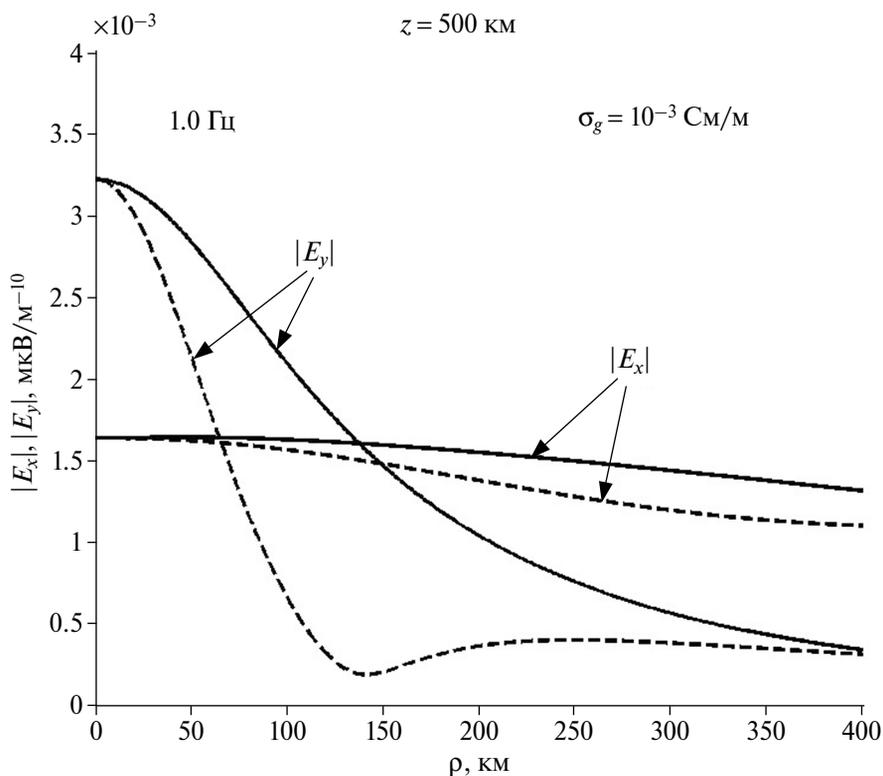


Рис. 5. Горизонтальная пространственная структура амплитуды горизонтальных электрических компонент $|E_x(x)|$ и $|E_y(x)|$ в верхней ионосфере на высоте $z = 500$ км излучения подземного источника с $L = 50$ км и $J_0 = 1$ А на частоте $f = 1$ Гц. Источник ориентирован либо по оси x ($\varphi = 0^\circ$, сплошная линия), либо по оси y ($\varphi = 90^\circ$, штриховая линия).

на глубине 10 км с интенсивностью $J_0 \sim 10^6$ А. При этом на земной поверхности при тех же параметрах источника возникнет возмущение геомагнитного поля $B \sim 10^4$ нТ (рис. 2).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Автор статьи [Молчанов, 1991] оценивал просачивание поля подземного источника в верхнюю ионосферу с помощью многослойной модели, включающей низкопроводящий слой в области очага землетрясения, высокопроводящий поверхностный слой земной коры, изотропно проводящую атмосферу, анизотропно проводящую ионосферу и магнитосферу. На границе каждого слоя распространяющиеся волны с частотами 0.01–100 Гц испытывали частичное отражение. Чтобы свести задачу к одномерной, геометрия предполагалась азимутально-симметричной. Также численные модели проникновения УНЧ полей от подземного источника в ионосферу предлагались в работах [Tian, Nata, 1996; Dong et al., 2005; Wang et al., 2021]. Однако все эти модели имеют те или иные существенные ограничения и не могут дать исчерпывающее решение проблемы. Провести прямое сопоставление их расчетов с нашей моделью не представляется возможным из-за существенной разницы в геометрии источников.

В представленной работе кратко описан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе Земля–атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным токовым источником конечной длины. На основании этой теории построена численная модель, дающая возможность оценить проникновение в реалистичную ионосферу УНЧ излучения подземного источника, который моделируется как горизонтальный ток конечного масштаба. Важное достоинство модели состоит в возможности согласованной оценки возмущений в приземной атмосфере и в верхней ионосфере при заданном источнике. В представленной модели геомагнитное поле считалось вертикальным. Однако учет наклона геомагнитного поля существенно не изменяет результаты [Fedorov et al., 2021]. Геомагнитное поле может частично канализировать электромагнитное УНЧ–КНЧ излучение, поэтому на средних широтах должно наблюдаться смещение к экватору максимального отклика в ионосфере на сейсмогенный ток.

Расчеты подтверждают принципиальную возможность дискриминации магнитосферно-ионосферных и сейсмогенных возмущений по соотношению между вертикальной

и горизонтальной магнитными компонентами и по кажущемуся импедансу. Более детально особенности поля подземного источника на земной поверхности будут нами рассмотрены в последующих работах.

Из полученных на космических аппаратах результатов по регистрации предвестников землетрясений наиболее цитируемыми являются данные спутников ОРЕОЛ-3 и ИКБ-1300 [Чмырев и др., 1986; Chmyrev et al., 1989]. На обоих спутниках эффекты были выделены в ночное время, когда геомагнитные условия были умеренно возмущенными. При пролете ИКБ-1300 на высоте 800 км над очагом землетрясения за 15 мин до главного удара были зарегистрированы вариации магнитного и электрического поля в УНЧ диапазоне 0.1–8 Гц с амплитудами порядка первых единиц нТл и мВ/м. Спутник ОРЕОЛ-3 зарегистрировал подобные УНЧ возмущения над тем же эпицентром землетрясения на высоте 1970 км за ~ 5 ч до главного удара. Наличие последовательных измерений с двух спутников позволило авторам заключить, что сейсмоэлектромагнитные шумы длительно присутствовали в области над эпицентром готовящегося землетрясения.

Много интересных результатов дал специализированный спутниковый проект DEMETER [Parrot, 2018]. Чувствительность электромагнитного комплекса аппаратуры была настолько велика, что на авроральных широтах датчики переходили в насыщение. Перед сильным землетрясением с $M = 7.9$ на глубине 10 км было обнаружено усиление электрической компоненты шумов в окрестности 5.8 Гц [Walker et al., 2013]. Измерения электрической компоненты показали увеличение в среднем энергии УНЧ (< 20 Гц) флуктуаций до $E^2 \sim 1-20$ (мВ/м)² над районами с высокой сейсмичностью ($M > 5.0$), особенно над границами тектонических плит [Athanasiou et al., 2014]. Статистика за несколько лет регистрации электрической компоненты показала небольшое, но статистически значимое, увеличение числа УНЧ сигналов в частотном диапазоне 0.05–1 Гц над эпицентрами будущих землетрясений с $M > 5.0$ и $H < 70$ км в среднем за неделю до толчка [Ouyang et al., 2020].

Интригующие результаты поступают со специализированного прогностического спутникового проекта CSES [Zhu et al., 2021]. Измерения электромагнитных шумов в полосе частот 75–90 Гц показали усиление мощности шумов на 10–30% за несколько дней до землетрясений с $M = 6.4$ и $M = 7.4$ [Wang et al., 2022]. Было

обнаружено увеличение УНЧ флуктуаций электрической компоненты над уровнем дисперсии 0.2 мВ/м перед землетрясением с $M = 7.7$ и $H = 10$ км [Li et al., 2022].

Авторы всех приведенных результатов неявно предполагали, что зарегистрированные на спутниках в верхней ионосфере УНЧ возмущения с типичными амплитудами порядка единиц мВ/м генерируются крупномасштабными сейсмогенными источниками. Разработанная численная модель предсказывает, что электрическая составляющая УНЧ излучения с частотой 1 Гц может достигать таких амплитуд в верхней ночной ионосфере над горизонтальным источником с силой тока 10^6 А и длиной 50 км на глубине 10 км в низкоомной земной коре ($\rho = 10^3$ Ом·м). Результат моделирования соответствует наиболее благоприятным условиям, когда спутник находится точно над источником на небольшой глубине. При этом ионосферный профиль соответствует ночным условиям, когда поглощение УНЧ излучения в ионосферной плазме мало по сравнению с дневными условиями [Fedorov et al., 2020].

По представлениям, развиваемым в работах [Финкель, 1977; Гохберг и др., 1985], во время магистрального разрушения может возникать упорядоченное движение заряженных дислокаций. Плотность дислокационного тока может варьироваться в пределах $j \sim 10^{-3} - 10^3$ А/м². Поперечный размер крупномасштабных разрывов составляет $10 - 10^3$ м. Если принять $j \sim 1 - 10$ А/м², то полный ток может составлять $J_0 \sim 10^2 - 10^7$ А. Если такой всплеск тока величиной $\sim 10^6$ А и с временным масштабом 1 с в очаге готовящегося землетрясения возможен, то в принципе он может вызвать возмущение E -поля в верхней ионосфере с амплитудой около единиц мВ/м, доступное для измерения антеннами низкоорбитальных спутников. Однако согласно численной модели при этом на земной поверхности возникнет возмущение геомагнитного поля $B \sim 10^4$ нТ! Такие магнитные возмущения, сопоставимые с возмущениями при сильных суббурях на авроральных широтах, были бы обнаружены существующей достаточно плотной сетью магнитометров. Поэтому зарегистрированные ионосферные УНЧ возмущения перед землетрясениями в спутниковых экспериментах вряд ли можно связать с прямым излучением источников сейсмической природы.

Современные низкоорбитальные космические аппараты позволяют при низкой фоновой активности регистрировать на частотах порядка первых

единиц – десятков Гц слабые излучения с амплитудами >1 мкВ/м [Simões et al., 2012], поэтому спутниковая регистрация сейсмогенных УНЧ–КНЧ излучений возможна с аппаратурой на 3 порядка лучшей чувствительностью. Поскольку интенсивность сейсмического источника и величина затухания при распространении через ионосферу известны плохо, то для тестирования модели и проверки возможности обнаружения сейсмических излучений на околоземной орбите можно использовать скоординированные спутниковые и наземные наблюдения 50/60 Гц излучений линий электропередач [Пилипенко и др., 2021].

Помимо количественных расчетов распространения возмущений в системе Земля–атмосфера–ионосфера, крайне важен вопрос о возможном физическом механизме подземных источников этих электромагнитных полей. Попытки построить более реалистичную модель физических процессов, протекающих в массивах горных пород при их деформировании, предпринимались в ряде работ. Генерация наземного электромагнитного отклика на линейно нарастающий во времени подземный ток вдоль сейсмического разлома была численно смоделирована в работе [Losseva, Nemchinov, 2005]. Генерируемый импульс распространяется в проводящей земле диффузионным образом $\sim \sqrt{Dt}$, где $D = (\mu_0 \sigma_g)^{-1}$ – коэффициент магнитной диффузии. В работе [Лосева и др., 2012] построена численная модель генерации электрических импульсов системой диполей с переменным моментом, распределенных по поверхности релаксирующего структурного блока при его стесненном повороте. Результаты регистрации электрического поля в приповерхностном слое земной коры в зоне влияния тектонически активной структуры согласуются с моделью генерации электромагнитных импульсов при поляризации горных пород в результате дифференциальной подвижки структурного блока при его релаксации [Лосева и др., 2010]. Рассмотрение импульсных возмущений нами планируется провести в последующих работах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в связанной системе Земля–атмосфера–ионосфера, создаваемых подземным токовым источником конечной длины. На основании этой теории создана численная модель с реалистичным профилем ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле. С помощью этой численной

модели рассчитана пространственная структура поля на земной поверхности в окрестности источника. Показано, что характерные особенности такого поля подземного источника (превышение на порядок кажущегося импеданса над импедансом Земли и конечное значение отношения $|B_z|/|B_{\perp}|$) могут быть использованы для дискриминации возмущений от сейсмогенных источников. Разработанная модель позволяет рассчитать ожидаемую амплитуду УНЧ излучений на спутниковых высотах для гипотетического сейсмогенного тока. Результаты численного моделирования позволяют связать возмущения приземного магнитного поля и электрического поля в ионосфере, создаваемые крупномасштабным подземным источником. Хотя сильные токи в области очага на заключительной фазе подготовки землетрясения представляются возможными, модельные расчеты показывают, что найденные в спутниковых данных возмущения электрического УНЧ поля перед землетрясениями нельзя связать с прямым излучением сейсмогенных источников, т.к. они должны сопровождаться нереально интенсивными возмущениями геомагнитного поля на поверхности Земли.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использована модель IRI, распространяемая через сайт НАСА (<https://irimodel.org>). Выражаем признательность рецензенту за конструктивные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана грантом РФФ 22-17-00125.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бучаченко А.Л., Ораевский В.Н., Похотелов О.А., Сорокин В.Н., Страхов В.Н., Чмырев В.М. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. №9. С. 1023–1029.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967. 685 с.
- Гохберг М.Б., Гуфельд И.Л., Гершензон Н.И., Пилипенко В.А. Эффекты электромагнитной природы при разрушении земной коры // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1985. № 1. С. 72–87.
- Гульельми А.В., Левшенко В.Т. Электромагнитные сигналы из очага землетрясения // Физика Земли. 1997. № 9. С. 22–30.
- Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных УНЧ электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизические исследования. 2015. Т. 16. № 1. С. 24–34.
- Лосева Т.В., Кузьмичева М.Ю., Спивак А.А. Электрические и магнитные сигналы при стесненных движениях блоков земной коры // Докл. РАН. 2010. Т. 432. № 5. С. 685–688.
- Лосева Т.В., Спивак А.А., Кузьмичева М.Ю. Дипольная модель генерации электрических импульсов при релаксационных процессах в земной коре // Докл. РАН. 2012. Т. 442. № 3. С. 401–404.
- Молчанов О.А. Передача электромагнитных полей от сейсмических источников в верхнюю ионосферу Земли // Геомагнетизм Аэрономия. 1991. Т. 31. № 1. С. 111–119.
- 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. 3–12. doi: 10.12737/szf-71202101
- Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. Электромагнитные поля в верхней ионосфере от горизонтального КНЧ наземного излучателя конечной длины // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2022. Т. 65. № 9. С. 697–712. doi: 10.52452/00213462_2022_65_09_697
- Финкель В.М. Физические основы торможения разрушения. 1977. М. 359 с.
- Чмырев В.М., Исаев Н.В., Биличенко С.В. Электрические поля и гидромагнитные волны в ионосфере над очагом землетрясения // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 1020–1022.
- Athanasiou M.A., Anagnostopoulos G.C., David C.N., Machairidis G.G. The ultra low frequency electromagnetic radiation observed in the topside ionosphere above boundaries of tectonic plates // Research in Geophysics. 2014. V. 4. P. 5001. doi:10.4081/rg.2014.5001
- Baños A. Dipole radiation in the presence of a conducting half-space. Pergamon. NY. 1966. 263 p.
- Bleier T., Dunson C., Maniscalco M., Bryant N., Bambery R., Freund F. Investigation of ULF magnetic pulsations, air conductivity changes, and infra red signatures associated with the 30 October Alum Rock M5.4 earthquake // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2009. V. 9. P. 585–603, doi: 10.5194/nhess-9-585-2009
- Bortnik J., Cutle J.W., Dunson C., Bleier T.E. The possible statistical relation of Pc1 pulsations to Earthquake occurrence at low latitudes // Annales Geophysicae. 2008. V. 26. P. 2825–2836.
- Bortnik J., Bleier T. E., Dunson C., Freund F. Estimating the seismotelluric current required for observable electromagnetic ground signals // Annales Geophysicae. 2010. V. 28. P. 1615–1624, doi: 10.5194/angeo-28-1615-2010
- Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydro-magnetic waves in the ionosphere over an earthquake center // Phys. Earth Planet. Inter. 1989. V. 57. P. 110.
- Chmyrev V., Smith A., Kataria D., Nesterov B., Owen C., Sammonds P., Sorokin V., Vallianatos F. Detection and monitoring of earthquake precursors: TwinSat, a Russia–UK satellite project // Advances in Space Research. 2013. V. 52. P. 1135–1145

- Dong J., Gao Y., Hayakawa M.* Analysis on subaerial electric field radiated by a unit electric current source in the ground // *IEEJ Trans. FM.* 2005. V. 125. № 7. P. 591–595.
- 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 Science.* 2020. V. 55. e2019RS006943. doi: 10.1029/2019RS006943
- Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A.* Electromagnetic response of the mid-latitude ionosphere to power transmission lines // *J. Geophysical Research.* 2021. V. 126. e2021JA029659. doi: 10.1029/2021JA029659
- Freund F.T., Heraud J.A., Centa V.A., Scoville J.* Mechanism of unipolar electromagnetic pulses emitted from the hypocenters of impending earthquakes // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2021. V. 230. P. 47–65. doi: 10.1140/epjst/e2020-000244-4
- Hattori K.* ULF Geomagnetic changes associated with large earthquakes // *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences.* 2004. V. 15. № 3. P. 329–360.
- Hayakawa M., Kawate R., Molchanov O.A., Yumoto K.* Results of Ultra-Low-Frequency magnetic field measurements during the Guam earthquake of 8 August 1993 // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 241–244.
- Honkura Y., Kuwata Y.* Estimation of electric-fields in the conducting earth's crust for oscillating electric-current dipole sources and implications for anomalous electric-fields associated with earthquakes // *Tectonophysics.* 1993. V. 224. P. 257–263.
- King R.W.P., Smith G.S., Owens M., Wu T.T.* Antennas in matter: Fundamentals, theory and applications. MIT Press. Cambridge. 1981.
- Kodama T., Molchanov O.A., Hayakawa M.* NASDA earthquake remote sensing frontier research – Feasibility of satellite observation of Seismo-electromagnetics // *Advances Space Res.* 2000. V. 26. P. 1281–1284.
- Li Z., Yang B., Huang J., Yin H., Yang X., Liu H., Zhang F., Lu H.* Analysis of pre-earthquake space electric field disturbance observed by CSES // *Atmosphere.* 2022. V. 13. P. 934. <https://doi.org/10.3390/atmos13060934>
- Lockner D.A., Johnston M.J.S., Byerlee J.* A mechanism to explain the generation of earthquake lights // *Nature.* 1983. V. 302. № 59. P. 3–9.
- Losseva T.V., Nemchinov I.V.* Earthquake lights and rupture processes // *Natural Hazards and Earth System Science.* 2005. V. 5. P. 649–656.
- Molchanov O.A., Hayakawa M.* Generation of ULF electromagnetic emissions by microfracturing // *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 3091–3094.
- Parrot M.* Electromagnetic disturbances associated with earthquakes: An analysis of ground-based and satellite data // *Journal Scientific Exploration.* 1990. № 4. P. 203.
- Parrot M.* DEMETER satellite and detection of earthquake signals // *Natural Hazards.* 2008. P. 115–138. doi: 10.1201/9781315166841
- Parrot M., Lil M.* DEMETER results related to seismic activity // *Radio Science Bulletin.* 2015. № 355. P. 18–25.
- Picozza P., Conti L., Sotgiu A.* Looking for earthquake precursors from space: A critical review // *Frontiers Earth Sci.* 2021. V. 9. 676775. doi: 10.3389/feart.2021.676775
- Pilipenko V., Vellante M., Anisimov S., De Lauretis M., Fedorov E., Villante U.* Multi-component ground-based observation of ULF waves: goals and methods // *Annali Geofisica.* 1998. V. 41. № 1. P. 63–77.
- Pilipenko V., Nenovski P., Tanaka H.* Detection and discrimination of VLF/ULF seismic-related electromagnetic emissions // *Bulgarian Geophysical Journal.* 2005. V. 29. P. 13–30.
- Ouyang X.Y., Parrot M., Bortnik J.* ULF wave activity observed in the nighttime ionosphere above and some hours before strong earthquakes // *Journal of Geophysical Research.* 2020. V. 125. e2020JA028396. doi:10.1029/2020JA028396
- Sgrigna V., Buzzi A., Conti L., Picozza P., Stagni C., Zilpimiani D.* The ESPERIA satellite project for detecting seismo-associated effects in the topside ionosphere. First instrumental tests in space // *Earth Planets Space.* 2008. V. 60. P. 463–475.
- Simões F., Pfaff R., Berthelier J.-J., Klenzing J.* A review of low frequency electromagnetic wave phenomena related to tropospheric-ionospheric coupling mechanisms // *Space Science Review.* 2012. V. 168. P. 551–593. doi: 10.1007/s11214-011-9854-0.
- Surkov V.V., Hayakawa M.* Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Springer. 2014.
- Surkov V.V., Hayakawa M.* ULF geomagnetic perturbations due to seismic noise produced by rock fracture and crack formation treated as a stochastic process // *Physics and Chemistry of the Earth.* 2006. V. 31. P. 273–280.
- Tian X., Hata M.* Analysis of seismogenic radiation and transmission mechanisms // *J. Atmospheric Electricity.* 1996. V. 16. № 3. P. 227–235.
- Walker S.N., Kadirkamanathan V., Pokhotelov O.A.* Changes in the ultra-low frequency wave field during the precursor phase to the Sichuan earthquake: DEMETER observations // *Annales Geophysicae.* 2013. V. 31. P. 1597–1603, doi: 10.5194/angeo-31-1597-2013
- Wang Z., Zhou C., Zhao S., Xu X., Liu M., Liu Y., Liao L., Shen X.* Numerical study of global ELF electromagnetic wave propagation with respect to lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling // *Remote Sensing.* 2021. V. 13. P. 4107. doi: 10.3390/rs13204107
- Wang Q., Huang J., Zhao S., Zhima Z., Yan R., Lin J., Yang Y., Chu W., Zhang Z., Lu H., Xu S., Liu D., Guo F., Zhou N., Tan Q., Li W., Huang H., Wang J., Sun X., Shen X.* The electromagnetic anomalies recorded by CSES during Yangbi and Madoi earthquakes occurred in late May 2021 in west China // *Natural Hazards Research.* 2022. V. 2. P. 1–10.
- Zhima Z., Yan R., Lin J., Wang Q., Yang Y., Lv F., Huang J., Cui J., Liu Q., Zhao S., Zhang Z., Xu S., Liu D., Chu W., Zhu K., Sun X., Lu H., Guo F., Tan Q., Zhou N., Yang D., Huang H., Wang J., Shen X.* The possible seismo-ionospheric perturbations recorded by the China-Seismo-Electromagnetic Satellite // *Remote Sens.* 2022. V. 14. P. 905. <https://doi.org/10.3390/rs14040905>
- Zhu K., Fan M., He X., Marchetti D., Li K., Yu Z., Chi C., Sun H., Cheng Y.* Analysis of Swarm satellite magnetic field data before the 2016 Ecuador ($M_w = 7.8$) earthquake based on non-negative matrix factorization // *Frontiers Earth Science.* 2021. 9:621976. doi: 10.3389/feart.2021.621976

Electromagnetic ULF Fields from an Underground Seismic Source on the Earth's Surface and in the Ionosphere

N. G. Mazur^{a, *}, E. N. Fedorov^{a, **}, V. A. Pilipenko^{a, ***}, and K. E. Borovleva^{a, ****}

^a*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

^{*}*e-mail: ngmazur@mail.ru,*

^{**}*e-mail: enfedorov1@yandex.ru*

^{***}*e-mail: space.soliton@gmail.com*

^{****}*e-mail: k.borovlyova@gmail.com*

Received October 17, 2022

revised December 19, 2022

accepted January 20, 2023

Abstract – A theoretical formalism has been developed to calculate the electromagnetic fields generated in the atmosphere–ionosphere system by a finitelength underground horizontal current source. A numerical model with a realistic profile of the ionosphere in a vertical geomagnetic field has been designed based on this theory. It is shown that the apparent impedance of the electromagnetic field created by an underground source on the Earth's surface is one order of magnitude higher than the Earth's impedance, which can be used to discriminate perturbations from seismogenic sources. The presented results of numerical modeling allow us to relate perturbations created by a large-scale underground source in the Earth surface magnetic field and in the electric field in the ionosphere. Based on these model estimates it is concluded that many of the ULF electric field perturbations detected in satellite data before earthquakes cannot be attributed to direct emission from seismogenic sources.

Keywords: electromagnetic precursors of earthquakes, ULF emissions, underground current source, ionospheric precursors of earthquakes