

УДК 523.98+550.37+551.510.535

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

© 2023 г. В. А. Новиков^{1,*}, В. М. Сорокин², А. К. Яценко², Г. Ю. Мушкарев²¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, Москва, Россия

*E-mail: novikov@ihed.ras.ru

Современные исследования солнечно-земных связей и возможного влияния космической погоды на сейсмическую активность основаны на статистическом анализе без детального рассмотрения возможных физических механизмов, что приводит к нечетким или противоречивым выводам. Предлагается рассмотреть гипотезу об электромагнитном инициировании землетрясений резким всплеском теллурических токов в литосфере, включая сейсмогенные разломы земной коры, за счет взаимодействия рентгеновского излучения солнечной вспышки с системой «ионосфера-атмосфера-литосфера». Эта гипотеза основана на полевых и лабораторных экспериментах, проведенных в России в течение последних сорока лет, убедительно продемонстрировавших возможность инициирования землетрясений за счет подачи электрического тока в разлом земной коры. Представлена математическая модель и компьютерная программа для численных оценок теллурических токов, генерируемых излучением солнечных вспышек. Проведенные численные оценки показывают, что солнечные вспышки могут генерировать теллурические токи в проводящих слоях земной коры, плотность которых сопоставима с плотностями токов, создаваемых в земной коре искусственными импульсными электрическими источниками и способных инициировать землетрясения. Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и ионосферными возмущениями, вызванными сильными солнечными вспышками. Данная модель может быть использована для оценки сейсмической опасности в период вариаций параметров космической погоды, в частности, импульсных изменений геомагнитного поля, обусловленных сильными солнечными вспышками класса X.

Ключевые слова: солнечная вспышка, рентгеновское излучение, ионосфера, теллурические токи, инициирование землетрясений.

Для цитирования: Новиков В.А., Сорокин В.М., Яценко А.К., Мушкарев Г.Ю. Физическая модель и численные оценки теллурических токов, генерируемых рентгеновским излучением солнечной вспышки // Динамические процессы в геосферах, 2023, т. 15, № 1. С. 23–44. http://doi.org/10.26006/29490995_2023_15_1_23

Введение

Известно, что землетрясения могут быть инициированы внешними воздействиями, такими как сейсмические волны от удаленных сильных землетрясений [Freed, 2005], вариациями порового давления флюида в горных породах [Scuderi, Collettini, 2016], лунно-солнечными приливами [Zhang et al., 2013] и т.п., когда область подготовки землетрясения достигла субкритического напряженно-деформированного состояния [Brodsky et al., 2020]. Естественно предположить, что Солнце также может провоцировать возникновение землетрясений во время сильных солнечных вспышек, приводящих к вариациям плотности солнечного ветра и последующим геомагнитным бурям [Anagnostopoulos et al., 2021]. Первым известным упоминанием о роли Солнца в сейсмических процессах на Земле являются труды Аристотеля (4 век до нашей эры) [Lee, 1952], в которых он отмечал, что землетрясения

происходят более часто ночью, чем днем. Поиск солнечно-земных связей, приводящих к инициированию землетрясений, продолжается до сих пор. Делаются попытки связать сейсмическую активность с числом солнечных пятен (числом Вольфа) [Wolf, 1853; Simpson, 1967; Gribbin, 1971; Meeus, 1976; Odintsov et al., 2006; Tavaréz, Azevedo, 2011], геомагнитными бурями [Соболев и др., 2001; Закржевская, Соболев, 2002; Urata et al., 2018; Соболев, 2021], Sq-вариациями геомагнитного поля [Duma, Ruzhin, 2003; Rabeh et al., 2010], геомагнитными джерками [Florindo, Alfonsi, 1995; Florindo et al., 1996], солнечным ветром [Tarasov, 2021], плотностью потоков высокоэнергетических частиц [Shestopalov, Kharin, 2014; Marchitelli et al., 2020] и солнечными вспышками [Соболев и др., 1998; Sorokin et al., 2019; Novikov et al., 2020]. Полученные к настоящему времени результаты такого поиска являются нечеткими, в некоторых случаях – противоположными, и, как утверждается в работах [Love, Thomas, 2013; Akhoondzadeh, De Santis, 2022], до сих пор не была продемонстрирована ни одна статистически значимая корреляция глобальной сейсмичности с одним из указанных выше внешних электромагнитных воздействий. Но при этом необходимо отметить, что во всех этих исследованиях использовался только статистический анализ геофизических и сейсмологических данных, в которых проверялась гипотеза о наличии или отсутствии возможной корреляции (положительной или отрицательной) между солнечной активностью и сейсмичностью Земли. Физические механизмы солнечно-земных связей, приводящих к инициированию землетрясений, детально не рассматривались, а лишь феноменологически указывалось на их возможное существование при обнаружении статистически значимой связи между внешними воздействиями и откликом на них сейсмичности Земли. Такой упрощенный подход к изучению солнечно-земных связей может дать ложные результаты и привести к неправильным выводам и заключениям.

В данной работе предлагается рассмотреть возможный физический механизм инициирования землетрясений электромагнитным воздействием на область подготовки землетрясения, обусловленным рентгеновским излучением солнечных вспышек, предложенным в [Sorokin et al., 2019]. Данная гипотеза основана на результатах полевых наблюдений и лабораторных экспериментов по исследованию нового явления в сейсмологии – электромагнитного инициирования землетрясений, как результата взаимодействия электромагнитного и электрического полей с горными породами и разломами земной коры в субкритическом напряженно-деформированном состоянии [Зейгарник и др., 2022].

Для численных оценок теллурических токов, генерируемых в земной коре рентгеновским излучением солнечных вспышек, разработана математическая модель и компьютерный код, который обеспечивает возможность численного моделирования электромагнитного воздействия различных явлений космической погоды на литосферу, которое может привести к инициированию землетрясений.

1. Электрическое поле, генерируемое возмущением ионосферной проводимости

В работе [Сорокин, Яценко, 1990] было показано, что импульсное изменение ионосферной проводимости, крупномасштабное в горизонтальном направлении, приводит к колебаниям геомагнитного поля в слое Земля-ионосфера с периодом в десятки секунд. Такое изменение проводимости может быть связано с дополнительной ионизацией ионосферы в результате поглощения излучения солнечной вспышки в её проводящем слое. Этот механизм генерации геомагнитных пульсаций рассмотрен в работе [Гутоп и др., 1993]. В ней проведен расчет характеристик геомагнитных пульсаций в сферическом слое Земля-ионосфера и геомагнитном поле магнитного диполя. В этих работах поверхность Земли полагалась идеально проводящей. Ниже рассмотрена модель возмущения теллурического тока и поля в проводящей Земле импульсным изменением проводимости ионосферы в результате поглощения ионизирующего излучения солнечной вспышки. Предполагается, что плоский поток ионизирующего излучения от солнечной вспышки падает на сферическую ионосферу (рис. 1). При этом используется сферическая система координат (r, θ, φ) , где r – расстояние от центра Земли, ψ – широта, φ – долгота, а $\theta = \pi/2 - \psi$ – дополнение географической широты (ко-широта).

Электрическое поле в ионосфере E_{ext} направлено параллельно земной поверхности. Поглощение излучения солнечной вспышки в ионосфере приводит к дополнительной ее ионизации и изменению

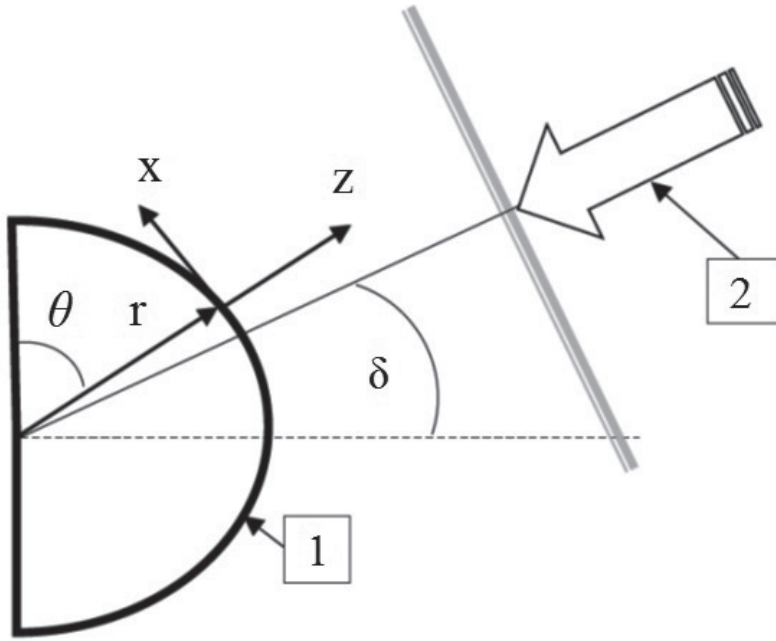


Рис. 1. Система координат: 1 – освещенная полусфера Земли; 2 – поток ионизирующего излучения солнечной вспышки, θ – ко-широта точки наблюдения, r – радиус-вектор точки наблюдения, δ – угол склонения Солнца

проводимости. Изменение проводимости ионосферы во внешнем электрическом поле сопровождается появлением дополнительного электрического тока в ионосфере и, соответственно, электрического поля. Индукция магнитного поля $\mathbf{B}$ и электрическое поле $\mathbf{E}$ удовлетворяют уравнению Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 [\hat{\sigma}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E} + \mathbf{j}_{ext}(\mathbf{r})], \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $\hat{\sigma}(\mathbf{r}, t)$ – тензор проводимости ионосферной плазмы, $\mathbf{j}_{ext}$ – сторонний электрический ток, который создает в ионосфере с невозмущенной проводимостью $\hat{\sigma}(\mathbf{r})$ внешние постоянные электрическое и магнитное поля ($\mathbf{E}_{ext}$, $\mathbf{B}_{ext}$), удовлетворяющие стационарным уравнениям Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E}_{ext} = 0; \nabla \times \mathbf{B}_{ext} = \mu_0 [\hat{\sigma}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{ext} + \mathbf{j}_{ext}(\mathbf{r})]. \quad (2)$$

Вычитая из уравнения (1) уравнение (2), получим систему уравнений для возмущений электрического и магнитного полей в виде:

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}; \nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \hat{\sigma}(\mathbf{r}, t) \mathbf{e} + \mu_0 [\hat{\sigma}(\mathbf{r}, t) - \hat{\sigma}(\mathbf{r})] \mathbf{E}_{ext}. \quad (3)$$

Из этой системы получаем уравнение для возмущения электрического поля:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{e}) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}(\mathbf{r}, t) \mathbf{e} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_{ext}. \quad (4)$$

Горизонтальный масштаб области проводимости, возмущенной солнечной вспышкой, составляет величину порядка земного радиуса R_e , а вертикальный масштаб имеет величину порядка толщины проводящего слоя ионосферы. Поэтому в уравнении (4) можно пренебречь горизонтальными производными. Это соответствует тому, что за характерный период изменения поля ионосферные токи и поля диффундируют в горизонтальном направлении на расстояние много меньше горизонтального масштаба. Введем локальную декартову систему координат с осью z ($z = r - R_e$, $|z| \ll R_e$), направленной вертикально вверх, осью x , направленной к экватору и осью y , направленной на восток в северном

полушарии. Нижняя граница ионосферы расположена в плоскости $z = z_1$, а поверхность Земли расположена в плоскости $z = 0$. В этой системе координат тензор проводимости ионосферы имеет вид [Ratcliffe, 1960]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{\parallel} \cos^2 I + \sigma_p \sin^2 I & \sigma_H \sin I & (\sigma_{\parallel} - \sigma_p) \sin I \cos I \\ -\sigma_H \sin I & \sigma_p & \sigma_H \cos I \\ (\sigma_{\parallel} - \sigma_p) \sin I \cos I & -\sigma_H \cos I & \sigma_{\parallel} \sin^2 I + \sigma_p \cos^2 I \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\sigma_{\parallel}$ – продольная проводимость вдоль геомагнитного поля, σ_p, σ_H – проводимости Педерсена и Холла ионосферной плазмы, I – наклонение геомагнитного поля, которое связано с ко-широтой формулой $\sin I = 2 \cos \theta / \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$. Элементы тензора проводимости зависят от θ, ϕ, z, t . В ионосфере выполняется неравенство $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_{p,H}$. Устремляя $\sigma_{\parallel} \rightarrow \infty$ в уравнении (4) с тензором проводимости ионосферной плазмы (5) и пренебрегая горизонтальными производными по сравнению с вертикальной производной, получим уравнение для горизонтальной компоненты возмущения электрического поля в ионосфере:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial z^2} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\sigma}_h \mathbf{e}) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\sigma}_h \mathbf{E}_{ext}), \quad (6)$$

$$\text{где } \hat{\sigma}_h = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_p}{\sin^2 I} & \frac{\sigma_H}{\sin I} \\ -\frac{\sigma_H}{\sin I} & \sigma_p \end{pmatrix}.$$

Выше проводящего слоя ионосферы элементы тензора проводимости σ_p, σ_H стремятся к нулю. Возмущения электрического и магнитного поля в этой области удовлетворяют уравнениям Максвелла [Alfvén, Fälthammar, 1963]:

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}; \quad \nabla \times \mathbf{b} = \frac{\hat{\varepsilon}}{c^2} \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}. \quad (7)$$

Тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ ионосферной плазмы выше проводящего слоя во втором уравнении (7) имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}.$$

Элемент тензора диэлектрической проницаемости продольного магнитному полю $\varepsilon_{\parallel}$ много больше элемента поперечного магнитному полю $\varepsilon_{\parallel} \gg \varepsilon_{\perp} = 1 + c^2 \mu_0 \rho / B_{ext}^2$, где: ρ – плотность плазмы, c – скорость света. При $\varepsilon_{\parallel} \rightarrow \infty$ из (7) получим уравнение для поперечных компонент возмущения электрического поля:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{e})_{\perp} + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \mathbf{e}_{\perp}}{\partial t^2} = 0, \quad (8)$$

где $u = \frac{B_{ext}}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ – скорость Альвена. Пренебрегая горизонтальными производными по сравнению с вертикальной производной, из уравнения (8) получаем:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial z^2} - \frac{1}{u^2} \hat{m} \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = 0; \quad \hat{m} = \begin{pmatrix} \frac{1}{|\sin I|} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

В непроводящем слое «Земля – ионосфера» возмущение электрического поля $\mathbf{e}$ определяется из уравнения Лапласа $\Delta \mathbf{e} = 0$, которое в квази-одномерном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial z^2} = 0. \quad (10)$$

В земной коре с проводимостью $\sigma_g(\mathbf{r})$ возмущения электрического и магнитного полей удовлетворяют квазистационарным уравнениям Максвелла:

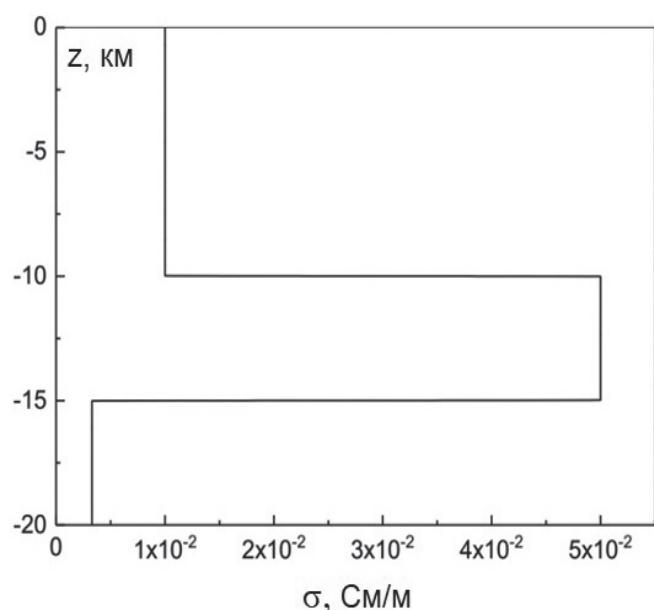
$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}; \quad \nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \sigma_g(\mathbf{r}). \quad (11)$$

Если характерный горизонтальный масштаб изменения проводимости земной коры превышает высоту нижней границы ионосферы порядка 100 км, то можно ввести локальную зависимость проводимости земной коры $\sigma_g(z)$ от вертикальной координаты. Модель слоисто-неоднородной проводимости земной коры приведена на рис. 2.

В квази-одномерном приближении уравнения Максвелла приводят к уравнению возмущения электрического поля в виде:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma_g(z) \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0. \quad (12)$$

Система уравнений (6)–(12) позволяет находить возмущение электрического поля, возникающего в результате нестационарного изменения проводимости ионосферы под действием ее ионизации излучением солнечных вспышек.



2. Решение уравнений возмущения электрического тока

Найдем возмущение электрического поля в системе атмосфера – ионосфера. Решение уравнения (9) в верхней ионосфере выше проводящего слоя в виде распространяющейся вверх волны определяется выражениями:

$$e_x = e_x \left(z_1, t - \frac{z - z_1}{u |\sin I|} \right); \quad e_y = e_y \left(z_1, t - \frac{z - z_1}{u} \right). \quad (13)$$

В непроводящей атмосфере в интервале высот $0 < z < z_1$ из уравнения (10) получим решение в следующем виде:

$$\mathbf{e}(z, t) = \mathbf{E}_0(t) + \mathbf{E}_1(t) \frac{z}{z_1}. \quad (14)$$

Между атмосферой и верхней ионосферой

Рис. 2. Зависимость проводимости литосферы от вертикальной координаты

расположен тонкий слой с проводимостями Педерсена и Холла. Интегрируя уравнение (6) по толщине этого слоя, получим граничные условия на проводящей ионосфере для касательных компонент возмущения электрического поля в виде:

$$\{\mathbf{e}\} = 0, \quad \left\{ \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial z} \right\} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Sigma}_h \mathbf{e}) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Sigma}_h \mathbf{E}_{ext}), \quad \hat{\Sigma}_h(t) = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma_P(t)}{\sin^2 I} & \frac{\Sigma_H(t)}{\sin I} \\ -\frac{\Sigma_H(t)}{\sin I} & \Sigma_P(t) \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где Σ_P и Σ_H – интегральные проводимости ионосферы Педерсена и Холла, а фигурными скобками обозначен скачок соответствующей величины при переходе через тонкую ионосферу. Подставляя решения (13) и (14) в граничные условия (15), получим уравнение для электрического поля в ионосфере $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ при $z = z_1$ в следующей форме:

$$\frac{d}{dt} (\hat{\Sigma}_e \mathbf{E}_i) + \frac{1}{\mu_0 z_1} \mathbf{E}_i - \frac{1}{\mu_0 z_1} \mathbf{E}_0 = -\frac{d \hat{\Sigma}_h(t)}{dt} \mathbf{E}_{ext}, \quad (16)$$

$$\text{где } \hat{\Sigma}_e(t) = \begin{pmatrix} \Sigma_{ea}(t) & \frac{\Sigma_H(t)}{\sin I} \\ -\frac{\Sigma_H(t)}{\sin I} & \Sigma_{em}(t) \end{pmatrix}; \quad \Sigma_{ea} = \frac{\Sigma_P(t)}{\sin^2 I} + \frac{1}{\mu_0 u |\sin I|}; \quad \Sigma_{em} = \Sigma_P(t) + \frac{1}{\mu_0 u}.$$

В приближении идеально проводящей Земли $\mathbf{e}(0, t) = \mathbf{E}_0(t) \equiv 0$. В этом случае система обыкновенных дифференциальных уравнений (16) позволяет определить возмущения электрических и магнитных полей в результате нестационарного изменения проводимости ионосферы солнечной вспышкой во всем пространстве. В случае земной коры с проводимостью $\sigma_g(z)$ распределение электрического поля в ней определяется из уравнений (12). Связь между электрическими полями на поверхности Земли $\mathbf{E}_0(t)$ и в ионосфере $\mathbf{E}_i(t)$ получена в Приложении 1, формула (36):

$$\mathbf{E}_0(t) = \int_0^t G(t-t') \mathbf{E}_i(t') dt', \quad (17)$$

где ядро оператора свертки $G(t)$ зависит от вертикального распределения проводимости $\sigma_g(z)$. Алгоритм его вычисления изложен в Приложении 1. Система уравнений и граничных условий, определяющих теллурическое электрическое поле, получается из (12), (14) и условия непрерывности касательной компоненты электрического поля и ее нормальной производной при переходе через поверхность Земли:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma_g(z) \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0; \quad -\infty < z < 0; \quad \mathbf{e}(0, t) = \mathbf{E}_0(t), \quad \mathbf{e}(-\infty, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial \mathbf{e}(z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\mathbf{E}_i(t)}{z_1}, \quad \mathbf{e}(z, 0) = 0. \quad (18)$$

Подставляя (17) в (16), получим систему уравнений, определяющих возмущение электрического поля в ионосфере $\mathbf{E}_i(t)$:

$$\frac{d\mathbf{E}_i}{dt} + [\hat{\Omega}_0(t) + \hat{\Omega}_1(t)] \mathbf{E}_i - \hat{\Omega}_0(t) \int_0^t G(t-t') \mathbf{E}_i(t') dt' = -\hat{\Omega}_2(t) \mathbf{E}_{ext}. \quad (19)$$

Явный вид матриц в системе уравнений (19) приведен в Приложении 2, формулы (41) и (42). Решив систему уравнений (19) и определив по формуле (17) временную зависимость возмущения электрического поля на поверхности Земли, можно рассчитать его пространственно-временную зависимость в Земле. Она определяется из решения краевой задачи (18). Возмущение плотности

электрического тока в земной коре $\mathbf{j}$ и удельная мощность выделения тепла этим током q определяются электрическим полем по формулам:

$$\mathbf{j}(z, t) = \sigma_g(z) \mathbf{E}(z, t); \quad q(z, t) = \sigma_g(z) |\mathbf{E}(z, t)|^2. \quad (20)$$

Уравнения (19)–(20) позволяют рассчитать пространственно-временное распределение плотности электрического тока на поверхности Земли, генерируемого поглощением ионизирующего излучения солнечных вспышек в ионосфере.

3. Модель возмущения интегральных проводимостей ионосферы

Для расчета электрического поля используется уравнение (19). Коэффициенты этого уравнения определяются зависимостью интегральных проводимостей $\Sigma_p(t)$, $\Sigma_H(t)$, которая возникает в результате ионизации проводящего слоя ионосферы ионизирующим излучением солнечной вспышки. Для оценки характеристик электрического поля и теллурического тока воспользуемся моделью ионизации ионосферы плоским моноэнергетическим потоком рентгеновского излучения с энергией равной энергии максимума спектра вспышки, которая поглощается в нижней ионосфере [Сорокин и др., 2022]. Его поглощение приводит к дополнительной ионизации проводящего слоя. Средняя по времени скорость ионизации $Q(z)$ импульсом излучения изотермической атмосферы в точке освещенной полусферы с широтой ψ и долготой φ для зенитных углов меньше 75° определяется формулой Чепмена [Ratcliffe, 1972]:

$$Q(\psi, \varphi, z, \delta) = Q_m \exp \left[1 - \frac{z - z_m}{H} - \exp \left(- \frac{z - z_m}{H} \right) \right], \quad Q_m = \frac{CW}{eH} \cos \chi, \quad (21)$$

где H – высота однородной атмосферы, W – интегральный по времени поток энергии вспышки, $z_m = H \ln(H / l_0 \cos \chi)$, l_0 – длина пробега кванта излучения на уровне моря, $C = 1.89 \cdot 10^{17}$ 1/Дж, χ – зенитный угол Солнца, определяемый выражением:

$$\cos \chi = \sin \psi \sin \delta + \cos \psi \cos \delta \cos(\varphi - \varphi_0), \quad (22)$$

где ψ , φ – широта и долгота, φ_0 – долгота подсолнечного меридиана, δ – угол склонения Солнца, который приближенно определяется формулой [Meeus, 1998] (см. рис. 1):

$$\delta = -0.41 \cos \left[\frac{2\pi}{365} (N + 10) \right], \quad (23)$$

где $0 \leq N \leq 365$ – номер дня года, и $N = 0$ соответствует 1 января.

Длина пробега кванта рентгеновского излучения l_0 зависит от его энергии. Она рассчитывалась с использованием базы данных [Hubbell, Seltzer, 2004]. Максимум рентгеновского излучения расположен на высоте проводящего слоя. Для модели тонкого проводящего слоя, расположенного на высоте $z = z_1$, характеризующегося интегральными проводимостями, формула (21) позволяет получить горизонтальное распределение скорости ионизации этого слоя. Полагая $z_1 = z_m$ и подставляя (22) в (21), получим:

$$Q(\psi, \varphi, z_m, \delta) = \frac{CW}{eH} [\sin \psi \sin \delta + \cos \psi \cos \delta \cos(\varphi - \varphi_0)]. \quad (24)$$

Так как проводимости Педерсена и Холла, в основном, определяются концентрациями электронов n , то на высоте тонкой проводящей ионосферы будем полагать $\Sigma_H \sim n(z_1)$, $\Sigma_P \sim n(z_1)$. Следовательно, возмущенные $\Sigma_p(t)$, $\Sigma_H(t)$ и невозмущенные интегральные проводимости Σ_{p_0} , Σ_{H_0} определяются по формулам:

$$\Sigma_P(t) = \frac{\Sigma_{P0}}{n_0(z_1)} n(z_1, t); \quad \Sigma_H(t) = \frac{\Sigma_{H0}}{n_0(z_1)} n(z_1, t), \quad (25)$$

где $n(z_1, t)$ – концентрация электронов в проводящем слое ионосферы, возмущенная под действием ионизирующего излучения; $n_0(z_1) = n(z_1, t=0)$ – концентрация электронов в проводящем слое ионосферы в спокойных условиях. Концентрация электронов в нижней ионосфере определяется из уравнения ионизационно-рекомбинационного баланса:

$$\frac{dn(z_1, t)}{dt} = q(z_1, t) - \alpha(z_1) n^2(z_1, t), \quad (26)$$

где $q(z_1, t)$ – скорость ионизации нижней ионосферы, $\alpha(z_1)$ – коэффициент электрон-ионной рекомбинации в нижней ионосфере. Представим скорость ионизации нижней ионосферы в виде суммы ее стационарного значения q_0 и возмущения $q_1(t)$, вызванного импульсом ионизирующего излучения солнечной вспышки: $q = q_0 + q_1(t)$. Следовательно, обозначая изменение концентрации электронов в результате дополнительной ионизации $n_1(t) = n(t) - n_0$ по сравнению с ее стационарным значением, из равенства (26) получим:

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = q_1(t) - 2\alpha n_0 n_1(t) - \alpha n_1^2(t); \quad n_0 = \sqrt{\frac{q_0}{\alpha}}, \quad (27)$$

Из равенств (25) получим выражения для интегральных проводимостей:

$$\Sigma_P(t) = \Sigma_{P0} \left[1 + \frac{n_1(t)}{n_0} \right]; \quad \Sigma_H(t) = \Sigma_{H0} \left[1 + \frac{n_1(t)}{n_0} \right]. \quad (28)$$

Для коротких вспышек, время действия которых меньше длительности изменения поля и тока, уравнение (27) имеет аналитическое решение. В этом случае выберем временную зависимость возмущения скорости ионизации в виде дельта функции:

$$q_1(t) = Q\delta(t). \quad (29)$$

Подставляя выражение (29) в уравнение (27), получим уравнение для моментов времени $t > 0$ и начальное условие при $t = +0$:

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -2\alpha n_0 n_1(t) - \alpha n_1^2(t); \quad n_1(t = +0) = Q. \quad (30)$$

Решение уравнения (30) имеет вид:

$$n_1(t) = \frac{2n_0}{1 - \left(1 - \frac{2n_0}{Q}\right) \exp(2\alpha n_0 t)}. \quad (31)$$

Подставляя решение (31) в равенства (28), получим зависимость от времени компонент интегральной проводимости нижней ионосферы в результате поглощения в ней импульсного потока ионизирующего излучения:

$$\Sigma_P(t) = \Sigma_{P0} \left[1 + \frac{2}{1 - \left(1 - \frac{2n_0}{Q}\right) \exp(2\alpha n_0 t)} \right]; \quad \Sigma_H(t) = \Sigma_{H0} \left[1 + \frac{2}{1 - \left(1 - \frac{2n_0}{Q}\right) \exp(2\alpha n_0 t)} \right]. \quad (32)$$

Из формул (32) следует, что в начальный момент $t = +0$ интегральная проводимость меняется скачком до величины:

$$\frac{\Sigma_P(t=+0)}{\Sigma_{P0}} = \frac{\Sigma_H(t=+0)}{\Sigma_{H0}} = 1 + \frac{Q}{n_0}.$$

При $t \rightarrow \infty$ интегральная проводимость стремится к стационарному значению по закону:

$$\frac{\Sigma_P(t \rightarrow \infty)}{\Sigma_{P0}} = \frac{\Sigma_H(t \rightarrow \infty)}{\Sigma_{H0}} = 1 - \frac{2Q}{Q - 2n_0} \exp(-2\alpha n_0 t).$$

Зависимость интегральных проводимостей от широты и долготы $\Sigma_{P,H}(\psi, \phi, t)$ определяется соответствующей зависимостью скорости ионизации $Q(\psi, \phi)$ согласно равенствам (32). Подставляя формулы (32) в равенства (42), получим коэффициенты уравнения (19), решение которого позволяет рассчитать характеристики электрического поля и теллурического тока, возникающих в результате поглощения в ионосфере ионизирующего излучения солнечных вспышек.

4. Результаты расчета характеристик теллурического тока

Для расчета теллурического тока сформированы базы данных пространственного распределения интегральных проводимостей ионосферы и электрического поля в ней. Были использованы следующие интернет-ресурсы: модель глобальной ионосферной проводимости <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/ionocond/sightcal/index.html> и международный эталон ионосферы https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php.

На рис. 3 приведено глобальное пространственное распределение интегральных проводимостей Педерсена и Холла в диапазоне широт $-80^\circ \dots 80^\circ$ для всемирного времени 12:00 UT.

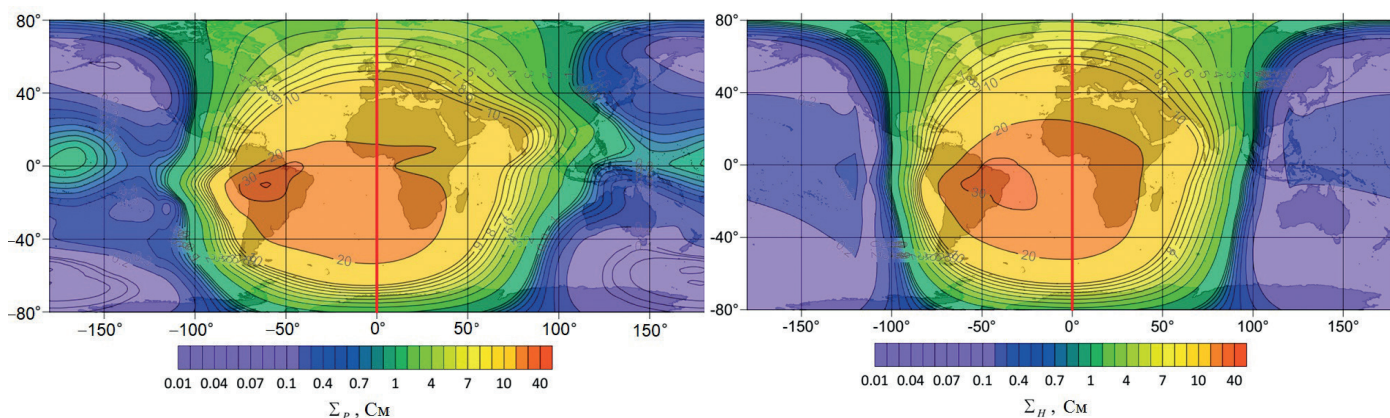


Рис. 3. Пример пространственного распределения интегральной проводимости Педерсена (панель слева) и проводимости Холла (панель справа). Красная вертикальная линия обозначает положение подсолнечного меридиана

На рис. 4 приведено пространственное распределение амплитуды электрического динамо-поля и его вектора в нижней ионосфере для тех же параметров.

Расчеты возмущения электромагнитного поля и тока производились с использованием модели, изложенной в разделах 1–3 и Приложениях 1, 2. Все они выполнялись с помощью системы аналитических и численных расчетов «Wolfram Mathematica». В большинстве случаев применялись встроенные средства системы, такие как процедуры аналитических операций с матрицами и численного решения дифференциальных уравнений, как обыкновенных, так и с частными производными. Процедура численного обращения преобразования Лапласа производилась с использованием алгоритма Stehfest-a

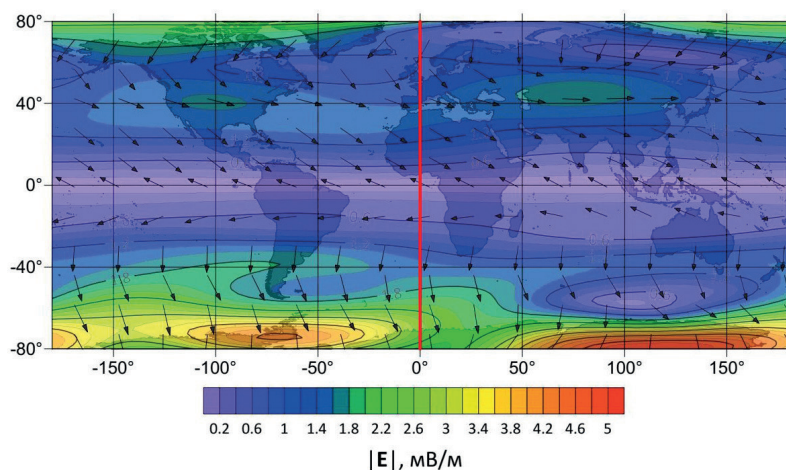


Рис. 4. Пространственное распределение электрического поля в ионосфере. Красная вертикальная линия отображает положение подсолнечного меридиана

(см. Приложение 1). Расчеты были проведены для района разлома Сан-Андреас (США, Калифорния). Его приблизительные характеристики следующие: координаты $35^{\circ}07' \text{ N}$; $119^{\circ}39' \text{ W}$, протяженность около 1200 км. Разлом ориентирован под углом приблизительно $\varphi = 30^{\circ}$ к меридиану. Все необходимые для расчетов фоновые параметры среды определялись с использованием баз данных, полученных, из упомянутых выше интернет-ресурсов. Кроме того, согласно [Фаткуллин, 1981] коэффициент рекомбинации $\alpha = 10^{-13} \text{ м}^{-3}$. Была также выбрана величина интегральной по времени плотности потока энергии вспышки $W = 0.005 \text{ Дж/м}^2$. Расчеты проводились для даты 20.07.2020 и двух моментов всемирного времени: 15:00 UT и 18:00 UT. Параметры среды приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Параметры среды

UT, час	$E_{0x},$ мВ/м	$E_{0y},$ мВ/м	$E_{\parallel},$ мВ/м	$E_{\perp},$ мВ/м	$\Sigma_{P0},$ См	$\Sigma_{H0},$ См	$n_0,$ м^{-3}	$r, \text{с}$
15	0.7	1.4	1.3	0.86	6.1	7.9	$8 \cdot 10^{10}$	125
18	0.8	1.6	1.5	1.0	9.4	13	$1.2 \cdot 10^{11}$	83

где $E_{0x,y}$ – компоненты внешнего электрического поля, $E_{\parallel,\perp}$ – его составляющие параллельные и перпендикулярные разлому, $\Sigma_{P0,H0}$ – невозмущенные интегральные проводимости ионосферы, n_0 – электронная концентрация в нижней ионосфере, $r = 1/\alpha n_0$ – характерное время релаксации возмущения электронной концентрации.

Ниже приведены графики, иллюстрирующие результаты расчетов временных зависимостей возмущений проводимостей Холла и Педерсена ионосферы (рис. 5), компонент плотности электрического тока (рис. 6), его абсолютной величины (рис. 7), а также годографа вектора плотности тока (рис. 8).

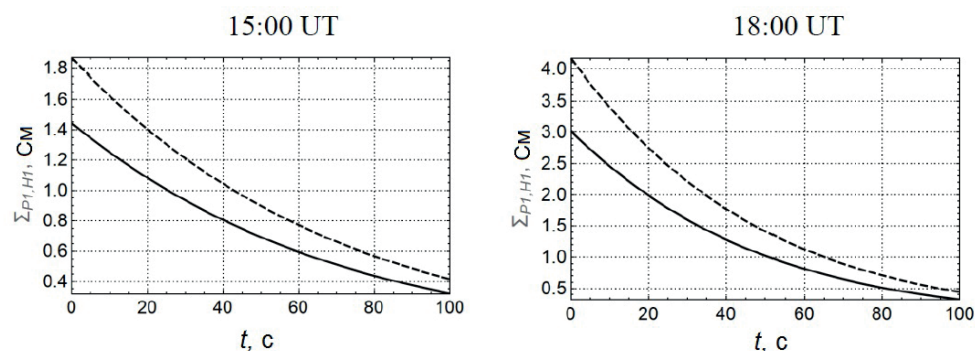


Рис. 5. Зависимость от времени возмущения проводимостей ионосферы. Сплошная линия – проводимость Педерсена, пунктирная линия – проводимость Холла

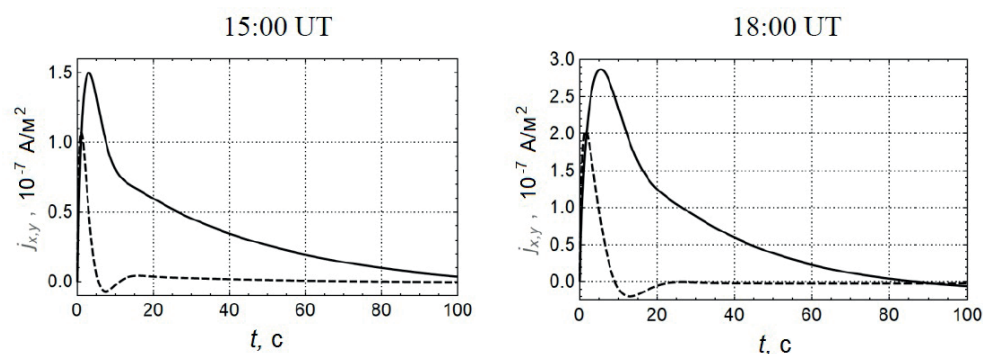


Рис. 6. Зависимость от времени компонент плотности теллурического тока: j_x — сплошная линия, j_y — пунктирная линия

Рис. 7. Зависимость от времени модуля вектора плотности теллурического тока

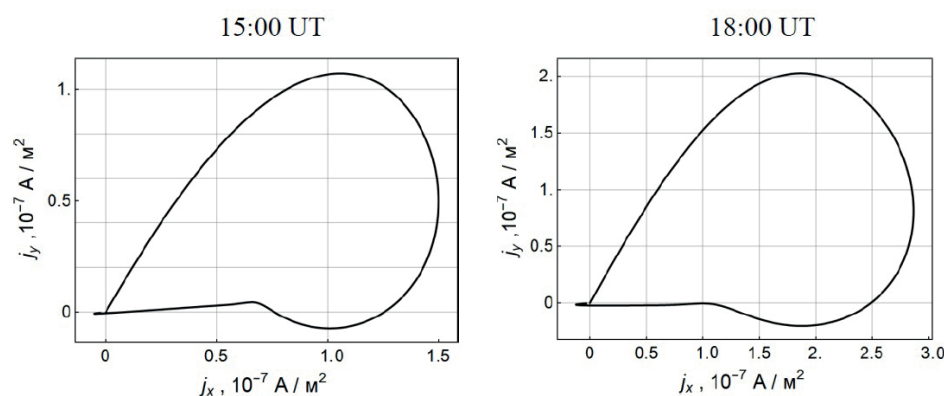
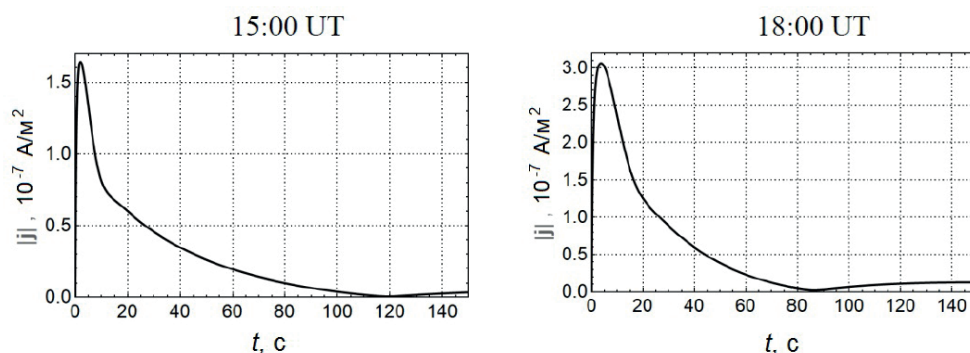


Рис. 8. Голограф вектора плотности теллурического тока в моменты времени 15:00 и 18:00 UT

По результатам расчетов можно сделать следующие выводы. Из рис. 5 видно, что возмущения интегральных проводимостей ионосферы достигают порядка 2 См для 15:00 UT и 4 См для 18:00 UT. При этом, время их релаксации составляет порядка 40...50 с и несколько меньше для 18:00 UT, что объясняется большей величиной фоновой электронной концентрации.

Амплитуда плотности тока достигает $1.5 \cdot 10^{-7}$ А/м² для 15:00 UT и $3.0 \cdot 10^{-7}$ А/м² для 18:00 UT, увеличиваясь, как и возмущение проводимости в 2 раза (рис. 7). Длительность импульса плотности тока составляет 10...40 с, причем она больше для 18:00 UT, что объясняется большими величинами интегральных проводимостей ионосферы.

5. Расчет пространственного распределения теллурического тока

Расчёт выполнен на разработанном программном комплексе, состоящем из нескольких связанных в единое целое частей:

1. Программная библиотека IGRF (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/index.html>);
2. Программная библиотека IRI (<http://irimodel.org/IRI-2016/>);
3. Программа написанная на языке C++ по блок-схеме, представленной на рис. 9;
4. Внешний программный модуль, написанный в системе Вольфрам Математика (<https://www.wolfram.com/mathematica/>).

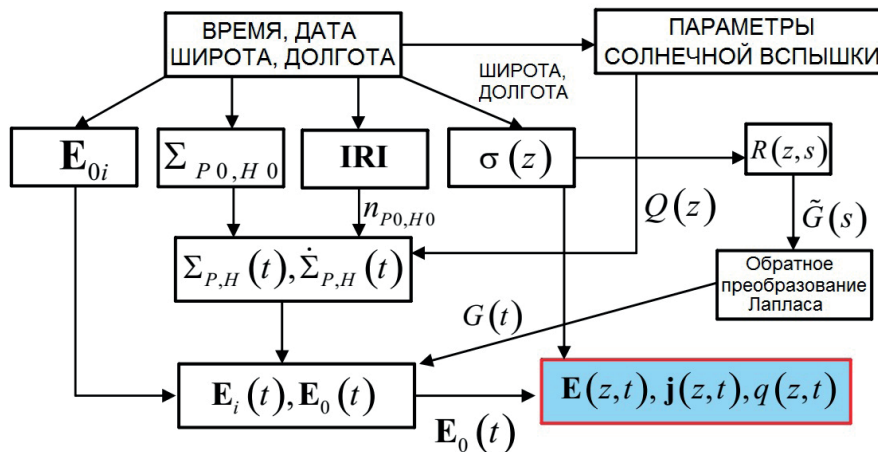


Рис. 9. Блок-схема программного комплекса расчета пространственного распределения теллурического тока

Программа начинает свою работу при получении следующих исходных данных: даты, времени и мощности солнечной вспышки. Исходя из этого программа вычисляет подсолнечную точку и фоновые параметры ионосферы на высотах 100 и 140 км проводимости Педерсена и Холла, а также строит модель электрического поля планеты в соответствии с работами [Volland, 1973; 1975; 1978]. По модели IGRF (Международное опорное геомагнитное поле), которая представляет собой серию математических моделей основного поля Земли и его годовой скорости изменения (вековой ход), вычисляются основные параметры магнитного поля на указанный момент времени. Далее, по модели IRI (Международная эталонная ионосфера) вычисляются плотность электронов, температура электронов, температура ионов, ионный состав (O^+ , N^+ , He^+ , N^+ , NO^+ , O^{+2} , кластерные ионы), экваториальный вертикальный дрейф ионов, вертикальное содержание электронов в ионосфере, вероятность F1, вероятность распространения F, границы полярных сияний, влияние ионосферных бурь на пиковые плотности F и E. Затем по профилю проводимости Земли в подсолнечной области вычисляются поверхностные токи проводимости, и на основании этих расчётов строится профиль токов по глубине.

Модельные расчеты производились для следующих значений параметров:

Дата 19.06.2020, время 06:00 UT (долгота подсолнечного меридиана 90°), высота проводящего слоя ионосферы 120 км, интегральная по времени плотность потока энергии вспышки $W = 0.005$ Дж/м². В результате математического моделирования получены результаты, представленные на рисунках 10–17.

Результаты численных исследований, полученные с использованием разработанной физической и математической моделей и компьютерного кода, указывают на то, что после солнечной вспышки класса X плотность теллурических токов в проводящем слое литосферы может достигать значений $10^{-8} \dots 10^{-6}$ А/м² (рисунки 4–16), длительность импульса тока составляет порядка 100 с, а длительность фронта нарастания

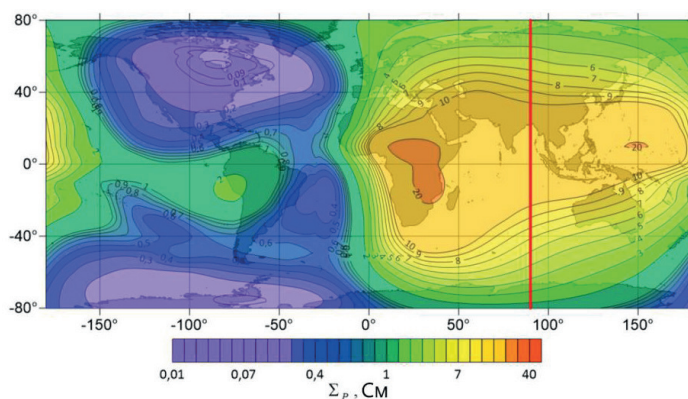


Рис. 10. Фоновая проводимость Педерсена. Красная вертикальная линия – подсолнечный меридиан (и далее на рисунках 11, 14–16)

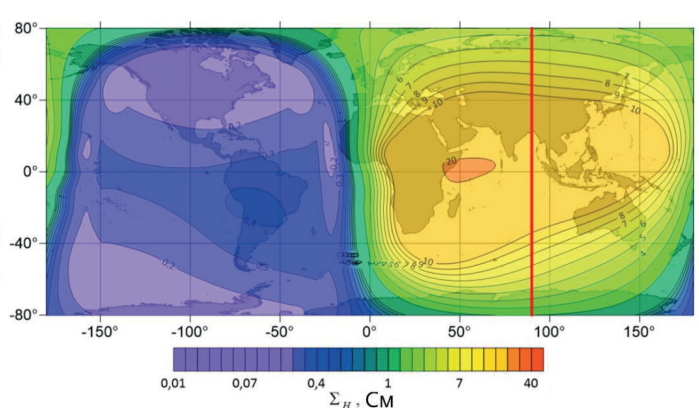


Рис. 11. Фоновая проводимость Холла

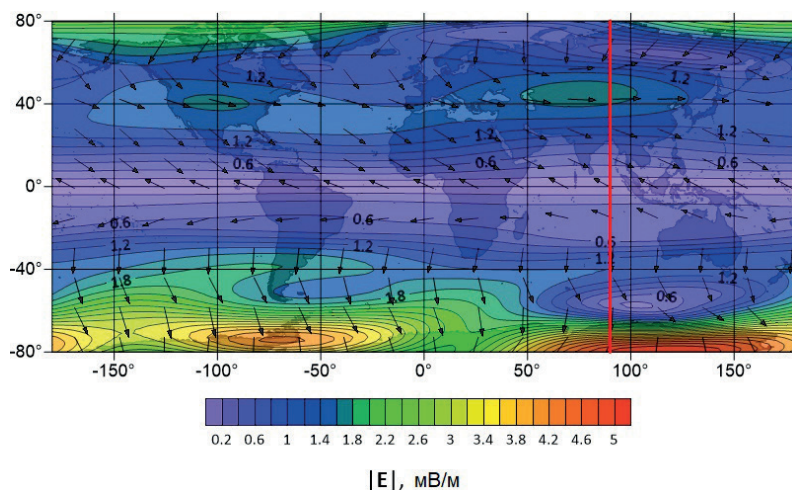


Рис. 12. Фоновое электрическое динамо-поле в ионосфере

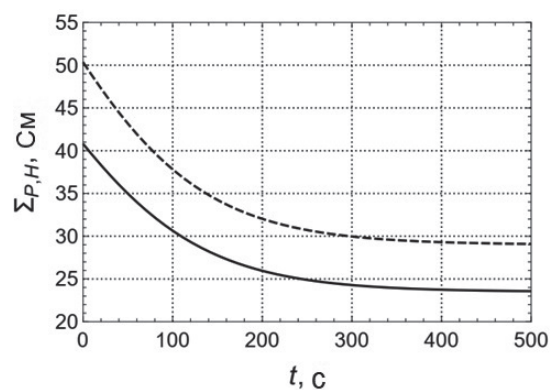


Рис. 13. Временные зависимости возмущенных интегральных проводимостей Педерсена (сплошная линия) и Холла (пунктир) в подсолнечной точке (23.5° СШ, 90° ВД)

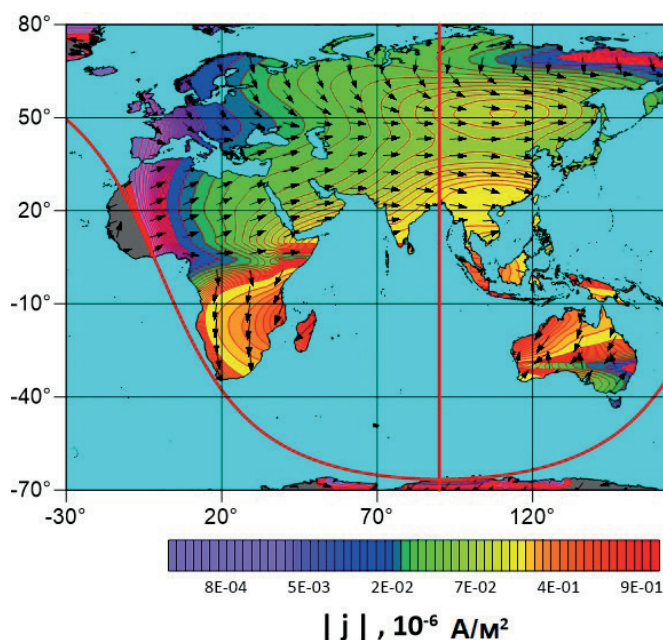


Рис. 14. Пространственное распределение амплитуды максимума плотности модуля электрического тока и направления его вектора

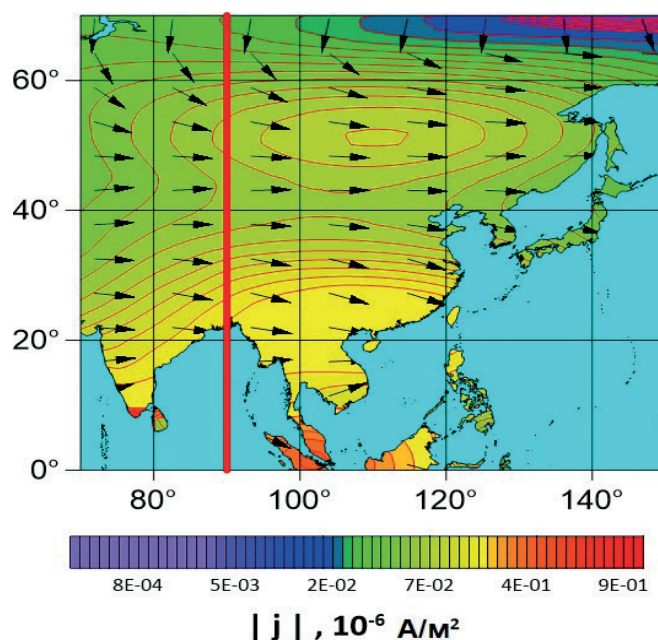


Рис. 15. Пространственное распределение амплитуды максимума модуля плотности электрического тока и направления его вектора в регионе, ограниченном координатами 0°...70° СШ, 70°...150° ВД

тока равна ~ 10 с (рис. 17). Эти значения на 2...3 порядка превышают среднюю плотность теллурических токов в литосфере [Lanzerotti, Gregori, 1986] и сопоставимы с параметрами импульсов электрического тока, генерируемыми в литосфере искусственными импульсными источниками электрической энергии [Зейгарник и др., 2022].

Необходимо отметить, что инъекция электрических импульсов в земную кору в сейсмоактивных районах привела к электромагнитному инициированию слабых землетрясений и региональному перераспределению сейсмичности Памира и Северного Тянь-Шаня. Это означает, что солнечные вспышки, обеспечивающие плотность потока энергии свыше 0.005 Дж/м², способны также инициировать землетрясения в сейсмоопасных районах, как и предполагалось в работах [Han et al., 2004; Sorokin et al., 2019; Novikov et al., 2020]. Этот вывод подтверждается случаями наблюдения магнитных импульсов перед землетрясением [Scoville et al., 2015; Гульельми, Зотов 2012] аналогично полученным численным оценкам магнитных импульсов, генерируемых рентгеновским излучением

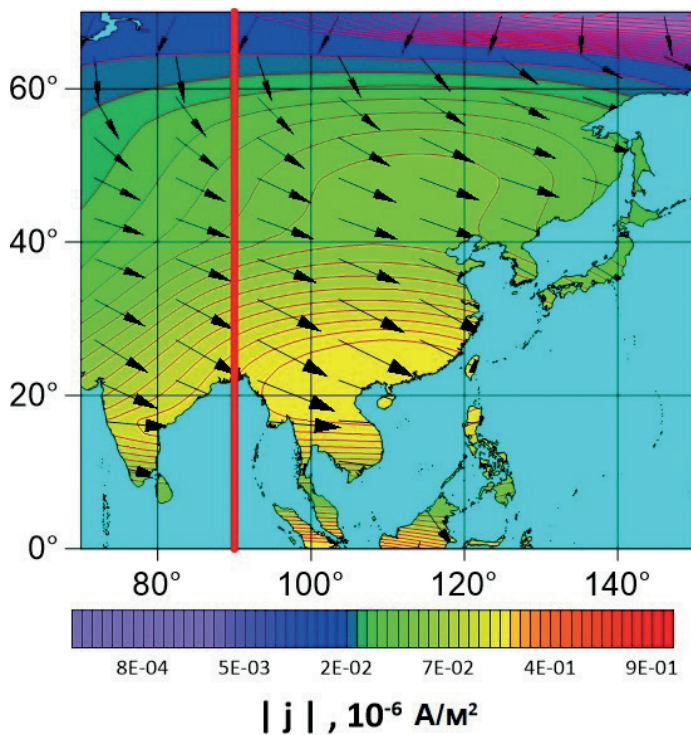


Рис. 16. Пространственное распределение амплитуды модуля плотности электрического тока и направления его вектора в регионе, ограниченном координатами 0°...70° СШ, 70°...150° ВД в момент времени $t = 25$ с

солнечной вспышки, и импульсов теллурического тока в проводящем слое литосферы (рисунки 7, 17), а также случаем резкого повышения глобальной и региональной сейсмичности (Греция) после солнечной вспышки класса X9.3, произошедшей 6 сентября 2017 г. [Novikov et al., 2020]. Этот эффект может быть положен в основу краткосрочного прогноза землетрясений с использованием уверенно регистрируемых сильных внешних электромагнитных воздействий на зону подготовки землетрясений.

Концепция предсказуемости землетрясений, основанная на триггерных явлениях, была сформулирована в работе [Sobolev, 2011] в ходе наблюдений поведения сейсмичности перед сильными землетрясениями, а также лабораторных исследований отклика акустической эмиссии (трещинообразования) из образцов горных пород в субкритическом напряженно-деформированном состоянии при внешних триггерных воздействиях. Был предложен следующий алгоритм краткосрочного прогноза землетрясений на основе триггерных явлений: (а) определение объема неустойчивой

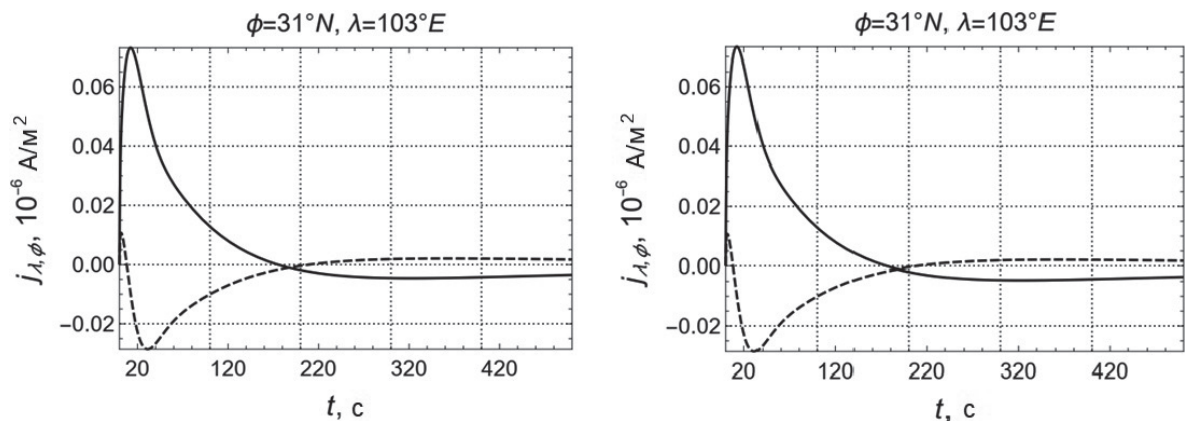


Рис. 17. Временные зависимости компонент плотности электрического тока в разных точках. Сплошная линия – зональная компонента j_λ , пунктирная линия – меридиональная компонента j_ϕ . Первая точка (31° СШ, 103° ВД) близка к эпицентру Сычуаньского землетрясения 12.05.2008 г., Mw = 8.0 (30°59'20" СШ, 103°19'44" ВД)

зоны (системы неустойчивых зон различного масштаба); (b) мониторинг триггерных эффектов и оценка их воздействия на неустойчивые области; (c) оценка вероятности места, времени и магнитуды землетрясения.

Первый шаг (а) при таком подходе к прогнозу землетрясений может быть выполнен на основе различных методов выбора регионов с готовящимся землетрясением [например, Sobolev, 2011; Dzeboev et al., 2021; Gorshkov et al., 2003; Gorshkov, Soloviev, 2021; Ружич, Левина, 2022]. Для случая электромагнитного воздействия на зону подготовки землетрясения в этих регионах необходимо

дополнительно выбрать разломы земной коры, в которых может ожидать генерация максимальных теллурических токов с учетом их ориентации и электропроводности. Очевидно, что максимальные теллурические токи в разломе будут генерироваться в том случае, когда вектор плотности тока (рисунки 14–16) будет параллелен направлению разлома, а не перпендикулярен ему.

Численные результаты демонстрируют, что максимальные значения плотности тока должны наблюдаться в южном полушарии, в то время как подсолнечная точка с координатами 23.5° СШ, 90° ВД находится в северном полушарии (рис. 14). Таким образом, отклик сейсмической активности на сильную солнечную вспышку с более высокой вероятностью можно ожидать в южном полушарии. Векторы плотности тока в северном полушарии в низких и средних широтах ориентированы, в основном, в широтном направлении, а в высоких широтах – в меридиональном направлении. В южном полушарии они ориентированы, как правило, в меридиональном направлении. Это важно при выборе регионов и разломов, где будет статистически анализироваться отклик сейсмической активности на солнечные вспышки. При этом выборка землетрясений из сейсмических каталогов должна производиться только для разломов, где ожидаемый триггерный эффект от электромагнитного воздействия будет максимальным. Для повышения надежности такого статистического анализа с учетом полученных выше численных результатов должны выбираться только такие регионы, где ориентация разломов земной коры совпадает с направлением вектора плотности тока. В противном случае, плотность теллурического тока, генерируемого в разломе, может быть недостаточной для электромагнитного инициирования землетрясения, что в результате приведет к ложным статистическим результатам и выводам о солнечно-земных связях, когда будет проведен анализ поведения сейсмичности для всего региона с разломами различной ориентации.

Другим важным аспектом при выборе разломов земной коры, чувствительных к сильным вариациям космической погоды, является их удельное электрическое сопротивление, которое обычно определяется методом магнитотеллурического (МТ) зондирования [Ledo et al., 2002; Wu et al., 2002]. Результаты МТ-зондирования показали, что разлом Сан-Андреас (Калифорния, США) [Unsworth et al., 1997] и другие основные разломы, например, разлом Alpine в Новой Зеландии [Ingham, Brown, 1998] и разлом Fraser River в Британской Колумбии, Канада [Jones et al., 1992] имеют проводящие зоны с удельным сопротивлением от 0.8 до $50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$. В то же время, некоторые крупные разломы демонстрируют наличие как проводящих, так и резистивных зон. Например, МТ-зондирование разлома Tintina в Северных Кордильерах [Ledo et al., 2002] показало, что разлом связан с резистивной зоной ($> 400 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) шириной 20 км на глубинах свыше 5 км . Разлом Denali на Аляске также имеет относительно резистивную структуру в верхних слоях земной коры [Stanley et al., 1990], а разлом Сан-Андреас в районе Carrizo Plain имеет резистивную зону в средне-глубинной области земной коры [Mackie et al., 1997]. Удельное сопротивление этих разломов варьируется в диапазоне $\sim 250 \dots 10000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, и, следовательно, генерация импульса теллурических токов вследствие сильных вариаций параметров космической погоды для инициирования землетрясения маловероятна или невозможна.

На основе полученных численных оценок, по нашему мнению, в будущем корректный статистический корреляционный анализ солнечно-земных связей должен выполняться следующим образом:

- а) определение неустойчивой области (секции разлома земной коры), где ожидаются сильные землетрясения на основе существующих методов выбора сейсмоопасных регионов [Sobolev, 2011; Gorshkov et al., 2003; Dzeboev et al., 2021; Gorshkov, Soloviev, 2021; Ружич, Левина, 2022];
- б) выбор разломов земной коры в регионах, определенных на шаге (а), наиболее чувствительных к электромагнитному воздействию с точки зрения их ориентации, близкой к направлению вектора плотности тока, а также их электропроводности;
- в) выборка из региональных сейсмических каталогов тех землетрясений, которые произошли на разломах, выбранных на шаге (б);
- д) корреляционный анализ времени возникновения землетрясения и вариаций параметров космической погоды для определения времени задержки инициирования землетрясения и пороговых значений параметров космической погоды, вызывающих триггерный эффект.

Заключение

Полученные численные результаты демонстрируют тот факт, что солнечные вспышки могут вызывать сильные импульсные вариации плотности теллурического тока в сейсмогенных проводящих разломах, которые могут достигать значений, сравнимых с плотностью тока, генерируемого в земной коре искусственными импульсными источниками постоянного тока, используемых для активного электромагнитного мониторинга состояния земной коры и приводящих к инициированию слабых землетрясений и пространственно-временному перераспределению региональной сейсмичности. Следовательно, инициирование землетрясений возможно не только искусственными источниками тока, но также и ионосферными возмущениями, обусловленными солнечными вспышками и последующими геомагнитными бурями. Созданная физическая модель и компьютерный код для расчета теллурических токов обеспечивают возможность численного моделирования электромагнитного воздействия различных явлений космической погоды на земную кору, обеспечивающих генерацию электрических токов в проводящих объектах литосферы, типа разломов земной коры. Представленные результаты могут быть использованы как физическое обоснование нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений на основе электромагнитных триггерных эффектов.

Приложение 1

Воспользуемся системой (18), чтобы выразить возмущение поля на поверхности Земли E_0 через его значение на уровне ионосферы E_i . Производя преобразование Лапласа по времени, получим уравнение:

$$\frac{d^2 \tilde{e}}{dz^2} = \mu_0 \sigma_g(z) s \tilde{e}, \quad (33)$$

решение которого, удовлетворяющее граничному условию при $z = 0$, имеет вид:

$$\tilde{e}(z, s) = \tilde{E}_0(s) f(z, s). \quad (34)$$

В равенстве (34) введено обозначение:

$$\tilde{E}_0(s) = \int_0^\infty E_0(t) \exp(-st) dt.$$

Функция $f(z, s)$ представляет собой решение следующей краевой задачи:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \mu_0 \sigma_g(z) s f; \quad f(0, s) = 1; \quad f(-\infty, s) = 0. \quad (35)$$

Из (35) следует, что функция $f(z, s)$ определяется только вертикальным распределением электропроводности земной коры $\sigma_g(z)$. Применяя преобразование Лапласа к граничному условию (18):

$$E_0(s) \frac{df(z, s)}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{E_1(s)}{z_1}; \quad E_i(s) = E_0(s) + E_1(s),$$

получим соотношение между полем на поверхности Земли и в ионосфере в виде:

$$\tilde{E}_0(s) = \tilde{E}_i(s) \left[1 + z_1 \frac{df(z, s)}{dz} \Big|_{z=0} \right]^{-1}. \quad (36)$$

Применяя к (36) обратное преобразование Лапласа, получим интегральное преобразование для определения электрического поля на поверхности Земли в виде:

$$E_0(t) = \int_0^t G(t-t') E_i(t') dt'. \quad (37)$$

В равенстве (37) ядро интегрального оператора имеет вид:

$$G(t) = L^{-1} \left[1 + z_1 \frac{df(z, s)}{dz} \Big|_{z=0} \right]^{-1},$$

где символом $L^{-1}\{\dots\}$ обозначена операция обратного преобразования Лапласа. Для определения функции $G(t)$ необходимо найти решение краевой задачи (35). Для ее решения использован метод инвариантного погружения (*invariant imbedding*) [Bellman, Wing, 1992]. Преобразуем уравнение (35) к системе из двух уравнений первого порядка:

$$\frac{d f}{d z} = g, \quad \frac{d g}{d z} = q^2 f; \quad q^2(z, s) = \mu_0 \sigma_g(z) s. \quad (38)$$

Для функции $R = g/f$ из уравнений (38) уравнение Риккати:

$$\frac{d R}{d z} + R^2 = q^2. \quad (39)$$

Будем полагать, что зависимость проводимости земной коры $\sigma_g(z)$ от вертикальной координаты задана функцией:

$$\sigma_g = \begin{cases} 10^{-2} \text{См/М}, & 0 > z > -10 \text{ км} \\ 5 \cdot 10^{-2} \text{См/М}, & -10 \text{ км} > z > -15 \text{ км} \\ 3.3 \cdot 10^{-3} \text{См/М}, & -15 \text{ км} > z > -25 \text{ км} \\ 10^{-3} \text{См/М}, & z < -25 \text{ км} \end{cases}.$$

График функции $\sigma_g(z)$ приведен на рис. 2. Для решения уравнения (39) выберем граничное условие $R(z_m) = q_m = \sqrt{\mu_0 \sigma_m s}$. Как следует из равенства (39), $R = \text{const}$ при $z < z_m$. Из первого уравнения системы (38) и граничного условия (35) получим равенство:

$$\frac{df(z, s)}{dz} \Big|_{z=0} = R(0, s).$$

Используя это равенство, запишем ядро интегрального оператора (31) в виде:

$$G(t) = L^{-1} \left[\frac{1}{1 + z_1 R(z=0, s)} \right]. \quad (40)$$

Следовательно, для расчета ядра интегрального оператора (37) найдено решение уравнения Рикати (39) и подставлено в равенство (40). Расчет обратного преобразования Лапласа (40) производилось с использованием алгоритма Stehfest-a, изложенного в [Cohen, 2007]. В этом алгоритме приближенное обратное преобразование Лапласа $f(t)$ функции $\bar{f}(s)$ определяется выражением вида:

$$f(t) \approx a \sum_{n=1}^N K_n \bar{f}(na); \quad a = \frac{\ln(2)}{t}$$

с четным числом слагаемых N , выбираемым обычно $\leq 10 \dots 14$. Этот алгоритм дает хорошие результаты для гладких функций $f(t)$. Он был протестирован на ряде примеров функций, преобразование Лапласа которых имеет аналитическое выражение, например, $f(t) = t \exp(-t)$, $\bar{f}(s) = 1/(1+s)^2$, и показал погрешность, не превышающую одного процента при выборе $N = 10 \dots 12$. При расчетах учитывалось, что ядро оператора $G(t)$ имеет интегрируемую особенность $1/\sqrt{t}$ при $t \rightarrow 0$. Регуляризация особенности осуществлялась по формуле:

$$G(t) \rightarrow G_{reg}(t) = G(t) \left[1 - \exp(-t^2 / t_{reg}^2) \right],$$

где величина $t_{reg} = 0.03$ с была выбрана из условия, что ее значение много меньше характерных временных масштабов вариаций электромагнитного поля.

Приложение 2

Коэффициенты в уравнении (18) имеют вид:

$$\hat{\Omega}_0(t) = \frac{1}{\mu_0 z_1} \hat{\Sigma}_e^{-1}(t) \quad ; \quad \hat{\Omega}_1(t) = \hat{\Sigma}_e^{-1}(t) \frac{d\hat{\Sigma}_e(t)}{dt} \quad ; \quad \hat{\Omega}_2(t) = \hat{\Sigma}_e^{-1}(t) \frac{d\hat{\Sigma}_h(t)}{dt},$$

где матрицы $\hat{\Sigma}_e(t)$ и $\hat{\Sigma}_h(t)$ определяются формулами (15) и (16). Коэффициенты уравнения (19) приведем в явном виде:

$$\hat{\Omega}_0(t) = \frac{1}{\mu_0 z_1 a} \begin{pmatrix} \Omega_{11}^0 & \Omega_{12}^0 \\ \Omega_{21}^0 & \Omega_{22}^0 \end{pmatrix}; \hat{\Omega}_1(t) = \frac{1}{a} \begin{pmatrix} \Omega_{11}^1 & \Omega_{12}^1 \\ \Omega_{21}^1 & \Omega_{22}^1 \end{pmatrix}; \hat{\Omega}_2(t) = \frac{1}{a} \begin{pmatrix} \Omega_{11}^2 & \Omega_{12}^2 \\ \Omega_{21}^2 & \Omega_{22}^2 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

Элементы матриц имеют вид:

$$\begin{aligned} a &= \Sigma_{ea} \Sigma_{em} + \left(\frac{\Sigma_H}{\sin I} \right)^2; \quad \Omega_{11}^0 = \Sigma_{em}; \quad \Omega_{22}^0 = \Sigma_{ea}; \quad \Omega_{21}^0 = \frac{\Sigma_H}{\sin I} = -\Omega_{12}^0; \\ \Omega_{11}^1 &= \Sigma_{em} \frac{d\Sigma_{ea}}{dt} + \frac{\Sigma_H}{\sin^2 I} \frac{d\Sigma_H}{dt}; \quad \Omega_{22}^1 = \Sigma_{ea} \frac{d\Sigma_{em}}{dt} + \frac{\Sigma_H}{\sin^2 I} \frac{d\Sigma_H}{dt}; \\ \Omega_{12}^1 &= \frac{1}{\sin I} \left(\Sigma_{em} \frac{d\Sigma_H}{dt} - \Sigma_H \frac{d\Sigma_{em}}{dt} \right); \quad \Omega_{21}^1 = \frac{1}{\sin I} \left(-\Sigma_{ea} \frac{d\Sigma_H}{dt} + \Sigma_H \frac{d\Sigma_{ea}}{dt} \right); \\ \Omega_{11}^2 &= \frac{1}{\sin^2 I} \left(\Sigma_{em} \frac{d\Sigma_P}{dt} + \Sigma_H \frac{d\Sigma_H}{dt} \right); \quad \Omega_{22}^2 = \Sigma_{ea} \frac{d\Sigma_P}{dt} + \frac{\Sigma_H}{\sin^2 I} \frac{d\Sigma_H}{dt}; \\ \Omega_{12}^2 &= \frac{1}{\sin I} \left(\Sigma_{em} \frac{d\Sigma_H}{dt} - \Sigma_H \frac{d\Sigma_P}{dt} \right); \quad \Omega_{21}^2 = \frac{1}{\sin I} \left(-\Sigma_{ea} \frac{d\Sigma_H}{dt} + \frac{\Sigma_H}{\sin^2 I} \frac{d\Sigma_P}{dt} \right). \end{aligned} \quad (42)$$

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственные задания ОИВТ РАН № 075-01129-23-00 и ИЗМИРАН № 01201356396).

Список литературы

Гульельми А.В., Зотов О.Д. О магнитных возмущениях перед землетрясениями // Физика Земли. 2012. № 2. С. 84–87.

- Гутоп Ю.В., Сорокин В.М., Яценко А.К. Генерация геомагнитных пульсаций в системе Земля – ионосфера при импульсном воздействии на нее солнечных вспышек // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33. № 4. С. 79–85.
- Закржевская Н.А., Соболев Г.А. О возможном влиянии магнитных бурь на сейсмичность // Физика Земли. 2002. № 4. С. 3–15.
- Зейгарник В.А., Богомолов Л.И., Новиков В.А. Электромагнитное инициирование землетрясений: Полевые наблюдения, лабораторные эксперименты и физические механизмы (Обзор) // Физика Земли. 2022. № 1. С. 35–66. <https://doi.org/10.31857/S0002333722010100>
- Ружич В.В., Левина Е.А. О разработке сейсмогеологического подхода к среднесрочному прогнозу землетрясений в Байкальской рифтовой зоне // Динамические процессы в геосферах. 2022. Т. 14. № 1. С. 17–28. http://doi.org/10.26006/22228535_2022_14_1_17
- Соболев Г.А. Влияние больших магнитных бурь на возникновение больших землетрясений // Физика Земли. 2021. № 1. С. 24–40. DOI: 10.31857/S0002333721010087.
- Соболев Г.А., Закржевская Н.А., Харин Е.П. О связи сейсмичности с магнитными бурями // Физика Земли. 2001. № 11. С. 62–72.
- Соболев Г.А., Шестопалов И.П., Харин Е.П. Геоэффективные солнечные вспышки и сейсмическая активность Земли // Физика Земли. 1998. № 7. С. 85–90.
- Сорокин В.М., Яценко А.К. Генерация короткопериодных колебаний геомагнитного поля в результате крупномасштабных возмущений проводимости ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30. № 3. С. 425–428.
- Сорокин В.М., Яценко А.К., Мушкарев Г.Ю. Возмущение геомагнитного поля акустико-гравитационной волной, генерируемой ионизирующим излучением солнечных вспышек // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 5. С. 568–582. DOI: 10.31857/S0016794022050157.
- Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.Н., Козлов З.К., Легенька А.Д., Соболева Т.Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М. : Наука. 1981. –256 с.
- Akhoondzadeh M., De Santis A. Is the Apparent Correlation between Solar-Geomagnetic Activity and Occurrence of Powerful Earthquakes a Casual Artifact? // Atmosphere. 2022. 13, 1131. <https://doi.org/10.3390/atmos13071131>.
- Alfvén H., Fälthammar C.-G. (1963). Cosmical electrodynamics: fundamental principles. Clarendon Press, Oxford. –228 p.
- Anagnostopoulos G., Spyroglou I., Rigas A. et al. The sun as a significant agent provoking earthquakes // The European Physical Journal Special Topics. 2021. 230, p. 287–333. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2020-000266-2>
- Bellman R., Wing G.M. (1992). An introduction to invariant imbedding. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia. –248 p.
- Brodsky E.E., Mori J.J. et al. The State of Stress on the Fault Before, During, and After a Major Earthquake // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2020. 4, 2.1–2.26. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-053018-060507>
- Cohen A.M. (2007). Numerical methods for Laplace transform inversion. Springer, New York, N.Y. –251 p.
- Duma G., Ruzhin Y. Diurnal changes of earthquake activity and geomagnetic Sq-variations // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2003. 3, p. 171–177. <https://doi.org/10.5194/nhess-3-171-2003>
- Dzeboev B.A., Gvishiani A.D., Agayan S.M., Belov I.O., Karapetyan J.K., Dzeranov B.V., Barykina Y.V. System-Analytical Method of Earthquake-Prone Areas Recognition // Applied Sciences. 2021. 11, 7972. <https://doi.org/10.3390/app11177972>
- Florindo F., Alfonsi L. Strong earthquakes and geomagnetic jerks: a cause/effect relationship? // Annali di Geofisica. 1995. 38, p. 457–461. <https://doi.org/10.4401/ag-4107>
- Florindo F., Alfonsi L., Piersanti A., Spada G., Marzocchi W. Geomagnetic jerks and seismic activity // Annals of Geophysics. 1996. 319, p. 1227–1233. <https://doi.org/10.4401/ag-4049>
- Freed A.M. Earthquake triggering by static, dynamic, and postseismic stress transfer // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2005. 33, p. 335–367. <https://doi.org/10.1146/annurev.earth.33.092203.122505>
- Gorshkov A., Kossobokov V., Soloviev A. (2003). Recognition of Earthquake-Prone Areas. In: V.I. Keilis-Borok, A.A. Soloviev (Eds), Nonlinear Dynamics of the Lithosphere and Earthquake Prediction. Springer Series in Synergetics. Springer, Berlin, Heidelberg. p. 239–311. https://doi.org/10.1007/978-3-662-05298-3_6
- Gorshkov A.I., Soloviev A.A. Recognition of earthquake-prone areas in the Altai-Sayan-Baikal region based on the morphostructural zoning // Russian Journal of Earth Sciences. 2021. 21, ES1005. <https://doi.org/10.2205/2020ES000751>
- Gribbin J. Relation of sunspot and earthquake activity // Science. 1971. 173, 558. <https://doi.org/10.1126/science.173.3996.55>.
- Han Y., Guo Z., Wu J., Ma L. Possible triggering of solar activity to big earthquakes ($M_s \geq 8$) in faults with near west-east strike in China // Science in China Series G: Physics and Astronomy. 2004. 47, p. 173–181. <https://doi.org/10.1360/03yw0103>
- Hubbell J.H., Seltzer S.M. (2004). Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients

from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. Internet resource: <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>. <https://dx.doi.org/10.18434/T4D01F>

Ingham M., Brown C. A magnetotelluric study of the Alpine Fault, New Zealand // *Geophysical Journal International*. 1998. 2, O. 542–552. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.1998.00659.x>

Jones A.G., Kurtz R.D., Boerner D.E., Craven J.A., McNeice G.W., Gough D.I., DeLaurier J.M., Ellis R.G., Electromagnetic constraints on strike-slip fault geometry – The Fraser River fault system // *Geology*. 1992. 20, p. 561–564. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1992\)020<0561:ECOSSF>2.3.CO2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1992)020<0561:ECOSSF>2.3.CO2)

Lanzerotti L.J., Gregori G.P. (1986). Telluric currents: The natural environment and interaction with man-made systems. In: *The Earth's Electrical Environment*. The National Academic Press, Washington, D.C. p. 232–257.

Ledo J., Jones A.G., Ferguson I.J. Electromagnetic images of a strike-slip fault: The Tintina fault-Northern Canadian. *Geophysical Research Letters*. 2002. 29, 1225. <https://doi.org/10.1029/2001GL013408>

Lee H.D.P. *Aristotle Meteorologica*. Harvard University Press, Cambridge, MA, USA. 1952. –480 p.

Love J.J., Thomas J.N. Insignificant solar-terrestrial triggering of earthquakes // *Geophysical Research Letters*. 2013. 40, p. 1165–1170. <https://doi.org/10.1002/grl.50211>

Mackie R.L., Livelybrooks D.W., Madden T.R., Larsen J.C. A magnetotelluric investigation of the San Andreas Fault at Carrizo Plain, California // *Geophysical Research Letters*. 1997. 24, p. 1847–1850. <https://doi.org/10.1029/97GL01604>

Marchitelli V., Harabaglia P., Troise C., De Natale G. (2020). On the Correlation between Solar Activity and Large Earthquakes Worldwide. *Scientific Reports* Article No. 11495. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-67860-3>.

Meeus J. Sunspots and earthquakes // *Physics Today*. 1976. 29, 6, 11. <https://doi.org/10.1063/1.3023508>

Meeus J. (1998). *Astronomical algorithms*. 2nd ed. Willmann-Bell, Richmond, VA. –477 p.

Novikov V., Ruzhin Yu., Sorokin V., Yaschenko A. Space weather and earthquakes: possible triggering of seismic activity by strong solar flares // *Annals of Geophysics*. 2020. 63(5), PA554. <https://doi.org/10.4401/ag-7975>

Odintsov S., Boyarchuk K., Georgieva K., Kirov B., Atanasov D. Long-period trends in global seismic and geomagnetic activity and their relation to solar activity // *Physics and Chemistry of the Earth*. 2006. 31, p. 88–93. <https://doi.org/10.1016/j.pce.2005.03.004>

Rabeh T., Miranda M., Hvozدارa M. Strong earthquakes associated with high amplitude daily geomagnetic variations. *Natural Hazards*. 2010. 53, p. 561–574. <https://doi.org/10.1007/s11069-009-9449-1>

Ratcliffe J.A. (1972). *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*. University Press, Cambridge. –256 p.

Ratcliffe J.A. (1960). *Physics of the upper atmosphere*. Academic Press, New York. –586 p.

Scoville J., Heraud J., Freund F. Pre-earthquake magnetic pulses // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2015. 15, p. 1873–1880. <https://doi.org/10.5194/nhess-15-1873-2015>

Scuderi M., Collettini C. (2016). The role of fluid pressure in induced vs. triggered seismicity: insights from rock deformation experiments on carbonates. *Scientific Reports*. 6, 24852. <https://doi.org/10.1038/srep24852>.

Shestopalov I.P., Kharin E. P. Relationship between solar activity and global seismicity and neutrons of terrestrial origin // *Russian Journal of Earth Sciences*. 2014. 14, ES1002. <https://doi.org/10.2205/2014E S0005 36>

Simpson J.F. Solar activity as a triggering mechanism for earthquakes // *Earth and Planetary Science Letters*. 1967. 3, p. 417–425. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(67\)90071-4](https://doi.org/10.1016/0012-821X(67)90071-4)

Sobolev G.A. 2011. Seismicity dynamics and earthquake predictability // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 1967. 11, p. 445–458. <https://doi.org/10.5194/nhess-11-445-2011>

Sorokin V.M., Yashchenko A.K., Novikov V.A. A possible mechanism of stimulation of seismic activity by ionizing radiation of solar flares // *Earthquake Sciences*. 2019. 32(1), p. 26–34. <https://doi.org/10.29382/eqs-2019-0026-3>

Stanley W.D., Labson V.F., Nokleberg W.J., Csejtey B., Fisher M.A. The Denali fault system and Alaska Range of Alaska: Evidence for underplated Mesozoic flysch from magnetotelluric surveys // *Bulletin of Geological Society of America*. 1990. 102, p. 160–173. [https://doi.org/10.1130/0016-7606\(1990\)102<0160:TDFSAA>2.3.CO2](https://doi.org/10.1130/0016-7606(1990)102<0160:TDFSAA>2.3.CO2)

Tarasov N.T. (2021). Effect of Solar Activity on Electromagnetic Fields and Seismicity of the Earth. *IOP Conferences Series: Earth and Environment Sciences* 929, Article ID: 012019. <https://doi.org/10.1088/1755-1315/929/1/012019>

Tavares M., Azevedo A. Influence of solar cycles on earthquakes // *Natural Science*. 2011. 3(6), p. 436–443. <http://dx.doi.org/10.4236/ns.2011.36060>

Unsworth M.J., Malin P.E., Egbert G.D., Booker J.R. Internal Structure of the San Andreas Fault Zone at Parkfield, California // *Geology*. 1997. 25, p. 359–362. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1997\)025<0359:ISOTSA>2.3.CO2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1997)025<0359:ISOTSA>2.3.CO2)

Urata N., Duma G., Freund F. Geomagnetic Kp Index and Earthquakes // *Open Journal of Earthquake Research*. 2018. 7, p. 39–52. <https://doi.org/10.4236/ojer.2018.71003>

Volland H. A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields // Journal of Geophysical Research. 1973. 78, p. 171–180.

Volland H. Differential rotation of the magnetospheric plasma as cause of the Svalgaard-Mansurov effect. // Journal of Geophysical Research. 1975. 80, p. 2311–2315.

Volland H. A model of the magnetospheric electric convection field // Journal of Geophysical Research. 1978. 83, 2695.

Wolf R. On the periodic return of the minimum of sun-spots: The agreement between those periods and the variations of magnetic declination // Philosophical Magazine. 1853. 5, 67.

Wu X., Ferguson I.J., Jones A.G. Magnetotelluric response and geoelectric structure of the Great Slave Lake shear zone // Earth and Planetary Science Letters. 2002. 196, p. 35–50. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(01\)00594-5](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(01)00594-5)

Zhang Z., Wu S., Li J. The solar and lunar effect of earthquake duration and distribution // Earthquake Science. 2013. 26, p. 117–124. <https://doi.org/10.1007/s11589-013-0023-2>

PHYSICAL MODEL AND NUMERICAL ESTIMATES OF TELLURIC CURRENTS GENERATED BY X-RAY RADIATION OF A SOLAR FLARE

© 2023 V. A. Novikov^{1,*}, V. M. Sorokin², A. K. Yaschenko², G. Yu. Mushkarev²

¹ *Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**E-mail: novikov@ihed.ras.ru*

Current studies of solar-terrestrial relationships and the possible impact of space weather on seismic activity are based on statistical analysis without detailed consideration of possible physical mechanisms that results in unclear or contradictory conclusions. It is proposed to consider the hypothesis of electromagnetic triggering of earthquakes by a sharp burst of telluric currents in the lithosphere, including seismogenic crust faults, due to interaction of X-ray radiation of a solar flare with the «ionosphere-atmosphere-lithosphere» system. This hypothesis is based on the field and laboratory experiments carried out in Russia over the past forty years that convincingly demonstrated a possibility of triggering of earthquakes by injection of electric current into the crust faults. A mathematical model and a computer code for numerical estimates of telluric currents generated by solar flare radiation are presented. The numerical estimates performed show that solar flares can generate telluric currents in the conducting layers of the Earth's crust with a density comparable to the densities of currents generated in the crust by artificial pulsed power sources capable to trigger earthquakes. Consequently, the triggering of seismic events is possible not only by artificial sources of electric current, but also by ionospheric disturbances caused by strong solar flares. This model can be used to assess the seismic hazard during the period of strong variations in space weather parameters, in particular, pulsed changes in the geomagnetic field caused by strong solar flares of X-class.

Keywords: solar flare, X-rays, ionosphere, telluric currents, earthquake triggering.