

УДК 550.510.535

В. В. Гримальский, И. А. Кременецкий, О. К. Черемных

Институт космических исследований НАНУ та НКАУ, Київ

**Свойства пространственной
и частотной фильтраций
электромагнитного УНЧ-излучения
в системе литосфера—атмосфера—ионосфера**

Надійшла до редакції 07.04.00

В рамках моделі неперервного середовища з нахиленим геомагнітним полем та плавною зміною параметрів іоносфери розраховано проходження на супутникові висоти електромагнітного УНЧ-випромінювання від літосферного джерела струму, яке може виникати перед землетрусами. Вивчені зміни форми області з електромагнітним випромінюванням при його розповсюдженні з літосфери в іоносферу — властивості просторової дисперсії. Просторова дисперсія досліджена для різних конфігурацій об'ємного струму в літосфері. Отримані амплітудно-частотні характеристики, які визначають властивості частотної фільтрації електромагнітного УНЧ-випромінювання в системі літосфера—атмосфера—іоносфера, на різних висотах, в основних геофізичних умовах та для різних глибин локалізації джерела. Проаналізовані основні втрати електромагнітного УНЧ-випромінювання при його розповсюдженні крізь систему літосфера—атмосфера—іоносфера і визначено тип хвиль, які можуть бути зареєстровані на супутниках. Зроблено висновок про можливість реєстрації електромагнітного УНЧ-випромінювання літосферної природи на супутниках.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что потоки энергии из магнитосферы существенно влияют на энергетический баланс ионосферы. Так, генерируемые магнитосферными суббурями электрические и магнитные поля обладают энергией, которой достаточно для прохождения ионосферы, генерации в ней ряда коллективных процессов, и достижения поверхности Земли [1]. Однако ионосфера может испытывать также существенные возмущения при наличии потоков энергии с противоположной стороны — из литосферы и атмосферы. Такие потоки энергии, в частности, имеют место в период назревания землетрясений. В настоящее время накопилось большое коли-

чество экспериментальных данных (см., например, [3]), свидетельствующих о том, что непосредственно перед землетрясением (а также и после него) в атмосфере и ионосфере происходит активизация волновых процессов, генерируемых различными энергетическими источниками, обусловленными геофизическими процессами сейсмической природы. Особенно интересны с точки зрения прогноза возможных землетрясений являются энергетические источники, возникающие за несколько часов до основного толчка.

В работе [4] была высказана гипотеза об электромагнитном (ЭМ) источнике энергии, воздействующем на ионосферу за несколько часов до землетрясения. В работе [11] высказано предложение,

что при подготовке землетрясения имеет место не только эффект корреляции механической ориентации микротрещин, в результате которой при раскрытии и закрытии микротрещин генерируются микротоки, но и ориентация и синхронизация микротоков, создающих макроток. Было показано, что перед землетрясением в литосфере могут возбуждаться макротоки с амплитудой 10^{-6} А/м² и характерными размерами порядка 10—100 км. Другие возможные механизмы формирования источников тока в литосфере перед землетрясением были рассмотрены в [7].

Из общих соображений ясно, что мощные литосферные макротоки могут быть источниками электромагнитного излучения (ЭМИ), которое может проникать в ионосферу и магнитосферу. Проблема проникновения ЭМ-волн в магнитосферу от токового литосферного источника азимутальной симметрии впервые была исследована в работах [10, 12], где система «литосфера—атмосфера—ионосфера» была описана как набор нескольких однородных областей с вертикальным геомагнитным полем. Ионосфера, как и остальные области, моделировалась одной областью, хотя в ней имеет место достаточно сильная зависимость параметров плазмы от высоты. Показано, что кольцевые литосферные токи эффективно генерируют переменные ЭМ-поля в верхней ионосфере и магнитосфере. Также было установлено, что наиболее эффективно ЭМ-поля проникают в ионосферу в УНЧ-диапазоне на частотах ниже 10—20 Гц.

В работе [8] исследовалось проникновение УНЧ ЭМИ от литосферного токового источника в рамках более сложной модели. Система «литосфера—атмосфера—ионосфера» была представлена множеством тонких однородных слоев, а геомагнитное поле, что важно для корректности расчетов, считалось наклонным. Такая модель позволила учесть высотную зависимость ионосферных параметров. В работе разработан простой и устойчивый алгоритм расчета прохождения ЭМИ через эту многослойную систему, подобный методу прогонки [5]. Исследование зависимости амплитуды ЭМИ от высоты показало, что на спутниковые высоты (≈ 800 км) проникают поля с частотой порядка 1 Гц.

Проникновение ЭМИ, генерируемых литосферными источниками перед землетрясением, в ионосферу и далее в магнитосферу представляет интерес для разработки методов надежного обнаружения и идентификации ЭМ-предвестников землетрясений с помощью спутников [9, 13]. В течении последнего десятилетия в ряде экспериментов были обнаружены всплески электромагнитного излучения в различных частотных диапазонах [3] непосредственно

перед землетрясением, зарегистрированные на спутниках «Интеркосмос-18, -19», «Интеркосмос—Болгария-1300», «Ореол-3», «Космос-1809», «Интеркосмос-24», OGO-3, DE-2 и других. В ряде случаев отмечена связь этих ЭМ-явлений с наблюдаемыми землетрясениями. Спутниковая регистрация ЭМ-явлений, возможно являющихся предвестниками землетрясений, в отличие от локальных наземных измерений ЭМ-поле, может дать оперативную информацию о возможных землетрясениях в разных регионах Земли. Однако для реализации этой идеи необходимо решить следующие проблемы.

1. Выяснить, как пространственная структура литосферного источника воспроизводится в виде ЭМ-сигнала в ионосфере на полетных высотах спутников (400—800 км).

2. Исследовать принципиальную возможность идентификации пространственно распределенного источника по ионосферному сигналу, т. е. определения по измеренному возмущению ЭМ-полей в ионосфере характеристик очага землетрясения.

Представляют интерес также и некоторые частные проблемы:

- оценка возможных искажений, которые может вносить модель в определение ЭМ-полей в ионосфере, в частности сравнение результатов, полученных в модели многослойной модели непрерывного изменения параметров литосферы и ионосферы по высоте;
- более точный учет параметров токового источника, в частности представление его в виде объемного тока, близкого к реальному. Это особенно важно для корректного решения задачи о пространственной фильтрации ЭМИ, поскольку для частотной фильтрации можно ограничиться более простой моделью;
- оценка величины УНЧ-ЭМ-сигнала в ионосфере, в том числе сравнение его с ожидаемым уровнем шумов.

Основной целью данной работы является исследование корреляции пространственного распределения УНЧ ЭМ-полей в верхней ионосфере с распределением токовых источников в литосфере. Анализ этой проблемы будет проведен в рамках модели с непрерывной зависимостью параметров литосферы, ионосферы от вертикальной координаты и с учетом объемного тока в литосфере. Будут получены уравнения и граничные условия для определения поперечных составляющих электрического поля по высоте и будет решена задача о прохождении УНЧ-ЭМИ в период подготовки землетрясений в верхнюю ионосферу от токовых источников в литосфере. Основное внимание будет направлено на выяс-

нение вопроса о корреляции пространственного распределения ЭМ-полей в ионосфере с распределением тока в литосфере. На основании проделанного анализа будет сделан вывод о принципиальной возможности решения задачи идентификации токовых источников по измеренному спутником пространственному распределению ЭМ-полей в верхней ионосфере.

2. МОДЕЛЬ

Следуя гипотезе [4], будем считать, что в процессе сейсмических преобразований генерируется излучение в достаточно широком диапазоне частот. Однако в основном ЭМ-поле будет скинироваться в литосферной среде за счет вязкости последней. Поэтому можно ожидать, что через поверхность Земли пройдут только УНЧ-волны. Сделаем простые оценки. Предположим, что излучение генерируется в результате подготовки приповерхностного или среднеглубинного землетрясения (с очагом на глубине до 40 км). Легко убедиться, что толщина скин-слоя $l = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ в литосфере с проводимостью $\sigma_1 = 10^6 \text{ с}^{-1}$ для частот $\omega \geq 100 \text{ с}^{-1}$ будет не меньше, чем $l \approx 1 \text{ км}$. Для частот $\omega \leq 1 \text{ с}^{-1}$ длина скин-слоя $l > 10 \text{ км}$. Следовательно, волны УНЧ-диапазона достигают ионосферы.

Введем декартову систему координат x, y, z . Ось z направим вертикально вверх, так что $z = 0$ соответствует поверхности Земли. Считаем, что параметры среды во всех областях системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» изменяются только вдоль оси z , перпендикулярной к поверхности Земли, а в тангенциальной плоскости xu все параметры среды остаются неизменными (рис. 1). Будем также считать, что пространственное распределение генерируемого перед землетрясением литосферного тока имеет гауссоподобный вид

$$J_{x,y,z}(x, y, z) = \text{ch}^2[(x - l_x)/L_x] \text{ch}^2[(y - l_y)/L_y] \text{ch}^2[(z - l_z)/L_z]. \quad (1)$$

Используя постоянство диэлектрической проницаемости в плоскости xu , мы можем представить ЭМ-поле пропорциональным $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$. Для этого в горизонтальной плоскости размещаем фиктивные стенки (периодически граничные условия) на таком расстоянии друг от друга, чтобы возмущение при распространении вверх не доходило до них и чтобы кривизна поверхности Земли оставалась малой поправкой.

Диэлектрическая проницаемость $\hat{\epsilon}_1$ литосферы,

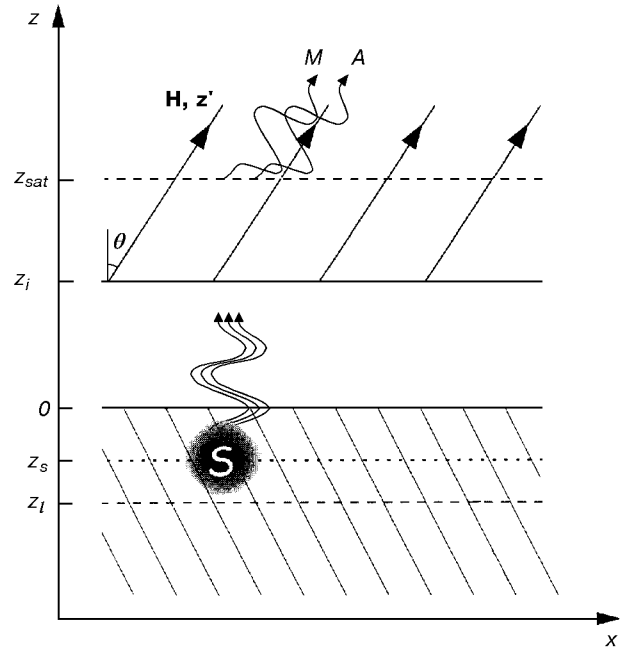


Рис. 1. Схема модели. $H||z'$ — геомагнитное поле, S — источник ЭМИ, z_s — глубина локации источника излучения, M — магнитозвуковые волны, A — альвеновские волны

которую считаем изотропной, связана с ее проводимостью σ_1 обычным соотношением

$$\hat{\epsilon}_1 = \begin{vmatrix} 1 - i\frac{4\pi}{\omega}\sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - i\frac{4\pi}{\omega}\sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - i\frac{4\pi}{\omega}\sigma_1 \end{vmatrix}.$$

Атмосфера в нашей модели рассматривается как изолирующая среда, в которой ЭМ-волна распространяется со скоростью света. Поэтому тензор диэлектрической проницаемости для атмосферы $\hat{\epsilon}_a$ имеет очень простой вид

$$\hat{\epsilon}_a = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

В ионосфере необходимо учитывать анизотропию и гиротропию среды, обусловленных наличием геомагнитного поля в ионизированном газе. Для корректного описания указанных свойств учтем угол наклона геомагнитного поля $\hat{z}, \hat{H} = \theta$. Используя стандартный электродинамический подход для описания волн в плазме с магнитным полем, получим следующее выражение для тензора диэлектрической проницаемости ионосферы:

$$\hat{\varepsilon}_i = \begin{vmatrix} \varepsilon \cos^2 \theta + \eta \sin^2 \theta & ig \cos \theta & \sin \theta \cos \theta (\eta - \varepsilon) \\ -ig \cos \theta & \varepsilon & ig \sin \theta \\ \sin \theta \cos \theta (\eta - \varepsilon) & ig \sin \theta & \varepsilon \sin^2 \theta + \eta \cos^2 \theta \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\varepsilon = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha} \omega'_{\alpha}}{\omega} \frac{1}{(\omega'_{\alpha})^2 - \omega_{H\alpha}^2},$$

$$\eta = 1 - \sum_{\alpha} \frac{(\omega'_{p\alpha})^2}{\omega \omega'_{\alpha}},$$

$$g = \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{He}}{\omega [(\omega'_e)^2 - \omega_{He}^2]} - \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{Hi}}{\omega [(\omega'_i)^2 - \omega_{Hi}^2]}.$$

Здесь использованы обозначения

$$\omega'_{\alpha} = \omega - i\nu_{\alpha}, \quad \nu_i = \nu_{in} + \nu_{ie}, \quad \nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei},$$

ν_i, ν_e — полные частоты столкновений ионов и электронов, $\omega_{p\alpha} = \sqrt{4\pi n_{\alpha} e^2 / m_{\alpha}}$ — плазменная частота для частиц сорта α , $\omega_{H\alpha}$ — циклотронная частота. Считаем, что на границе атмосферы и ионосферы $\varepsilon = \eta = 1$ и $g = 0$.

Таким образом, функция диэлектрической проницаемости система «литосфера—атмосфера—ионосфера» является комплексной функцией и имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{cases} \hat{\varepsilon}_1, & z \leq 0, \\ \hat{\varepsilon}_i, & h_1 \geq z > 0, \\ \varepsilon_i, & z > h_1. \end{cases}$$

Здесь z — высота, отсчитываемая от поверхности Земли, h_1 — высота нижней границы ионосферы.

Зависимость тензора диэлектрической проницаемости от высоты можно рассчитать по известным экспериментальным данным [6] (рис. 2).

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Чтобы определить ЭМ-поле на интересующих нас ионосферных высотах, воспользуемся следующим достаточно простым подходом. Из уравнений Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\hat{\varepsilon} \mathbf{H})}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (3)$$

где \mathbf{J} — плотность тока, $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости среды, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, следует стандартное уравнение для распространения электромагнитных волн в произвольной среде:

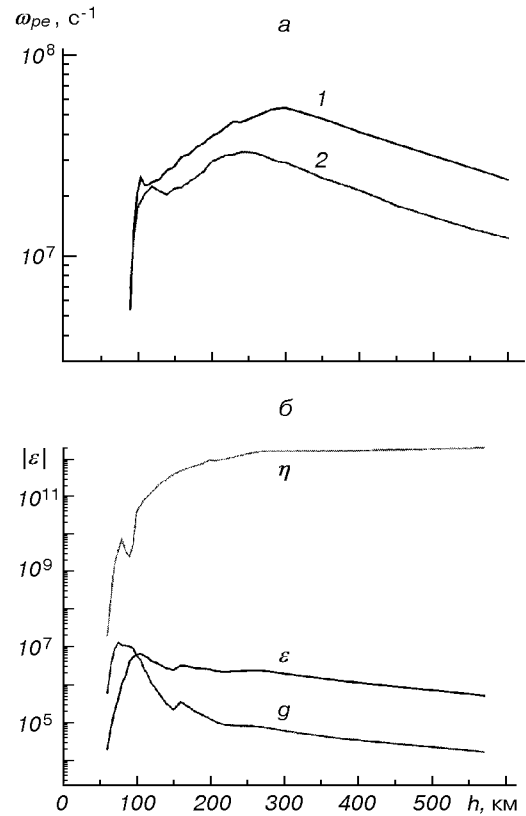


Рис. 2. Зависимость плазменной электронной частоты от высоты в условиях спокойной летней (1) и зимней (2) ионосферы в ночное время суток (а) и зависимости модуля элементов тензора диэлектрической проницаемости от высоты для спокойной летней ионосферы в ночное время суток (б)

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial (\hat{\varepsilon} \mathbf{E})}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \right). \quad (4)$$

Используя зависимость \mathbf{E} и \mathbf{J} от $\exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$, из (4) получаем

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_x^2 - k_y^2 \right) E_{x,y} - ik_{x,y} \left(ik_x E_x + ik_y E_y + \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) = i \frac{4\pi k_0}{c} J_{x,y} - k_0^2 (\hat{\varepsilon} \mathbf{E}_z)_{x,y}. \quad (5)$$

С помощью z -проекции (4) выражаем E_z через E_x, E_y :

$$E_z = \left[\frac{i4\pi}{\omega} J_z + \frac{i}{k_0^2} \left(k_x \frac{\partial E_x}{\partial z} + k_y \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - (\varepsilon_{31} E_x + \varepsilon_{32} E_y) \right] / D_0, \quad (6)$$

$$D_0 = \varepsilon_{33} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}.$$

Подставив (6) в (5), получаем систему уравнений, которая описывает изменение амплитуды тангенциальных компонент электрического поля по высоте:

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dz} \left[\frac{\varepsilon_{33} - k_y^2/k_0^2}{D_0} \frac{dE_x}{dz} + \frac{k_x k_y}{k_0^2 D_0} \frac{dE_y}{dz} + \right. \\
& + i \frac{k_x}{D_0} (\varepsilon_{31} E_x + \varepsilon_{32} E_y) + \frac{4\pi k_x}{\omega D_0} J_z \left. \right] + i \frac{\varepsilon_{13}}{D_0} \frac{d}{dz} (k_x E_x + k_y E_y) + \\
& + \left[k_y^2 + k_0^2 \left(\varepsilon_{11} - \frac{\varepsilon_{13} \varepsilon_{31}}{D_0} \right) \right] E_x + \\
& + \left[k_x k_y + k_0^2 \left(\varepsilon_{12} - \frac{\varepsilon_{13} \varepsilon_{32}}{D_0} \right) \right] E_y + i \frac{4\pi \omega}{c^2} \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D_0} J_z - J_x \right) = 0, \quad (7) \\
& \frac{d}{dz} \left[\frac{\varepsilon_{33} - k_x^2/k_0^2}{D_0} \frac{dE_y}{dz} + \frac{k_x k_y}{k_0^2 D_0} \frac{dE_x}{dz} + \right. \\
& + i \frac{k_y}{D_0} (\varepsilon_{31} E_x + \varepsilon_{32} E_y) + \frac{4\pi k_y}{\omega D_0} J_z \left. \right] + i \frac{\varepsilon_{13}}{D_0} \frac{d}{dz} (k_x E_x + k_y E_y) + \\
& + \left[k_x k_y + k_0^2 \left(\varepsilon_{21} - \frac{\varepsilon_{13} \varepsilon_{31}}{D_0} \right) \right] E_x + \\
& + \left[k_x^2 + k_0^2 \left(\varepsilon_{22} - \frac{\varepsilon_{13} \varepsilon_{32}}{D_0} \right) \right] E_y + i \frac{4\pi \omega}{c^2} \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D_0} J_z - J_y \right) = 0. \quad (8)
\end{aligned}$$

Отметим, что полученные уравнения описывают распространение переменного ЭМ-поля в произвольной среде, свойства которой учитываются тензором $\hat{\varepsilon}$. Однако эти уравнения не описывают переход к магнито- и электростатике, который можно получить непосредственно из уравнений (3). Такая задача выходит за рамки нашей работы.

4. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для решения системы (7), (8) необходимы условия на границах. Нижнюю граничную плоскость размещаем под источником излучения — в литосфере. Считаем, что за граничными плоскостями расположены однородные полупространства. Поскольку величина проводимости литосферы значительная, то электрическое поле на нижней границе будет исчезать вследствие скинирования ЭМИ в проводящей среде. Поэтому мы полагаем, что тангенциальное электрическое поле E_t на нижней границе равно нулю: $E_{x,y}|_{z_1} = 0$. Верхнюю граничную плоскость размещаем на высоте пролета спутника — в верхней ионосфере, где справедливо условие

$$\eta \gg \varepsilon \gg g. \quad (9)$$

Хорошо известно, что в среде, где выполняется условие (9), распространяются УНЧ-волны альвеновского (k_{z1}) и магнитозвукового (k_{z2}) типов, волновые числа которых записываются в выбранной системе координат xyz в виде

$$k_{z1} = -k_x \operatorname{tg} \theta + k_0 \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos \theta}, \quad (10)$$

$$k_{z2} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - k_x^2 - k_y^2}. \quad (11)$$

Тангенциальные компоненты ЭМ-поля (E_t , H_t) этих волн в верхнем полупространстве можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} \\ \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 e^{-ik_{z1}(z - z_{\text{sat}})} \\ C_2 e^{-ik_{z2}(z - z_{\text{sat}})} \end{pmatrix}.$$

Вид коэффициентов $\gamma_{\alpha\beta}$ можно определить, заменяя в уравнении (8) d/dz на ik_{z1} и ik_{z2} . Причем необходимо учесть, что вследствие выполнения неравенства (9) электрическое поле вдоль геомагнитного поля равно нулю, и поэтому $E_z = -E_x \operatorname{tg} \theta$. Тогда электрическое поле над границей можно записать следующим образом:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{k_x - k_0 \sqrt{\varepsilon} \sin \theta}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} & -\frac{k_y}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} \\ \frac{k_y}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} & \frac{k_x - k_{z2} \operatorname{tg} \theta}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Коэффициенты $\rho_{\alpha\beta}$ найдем, подставляя в уравнения

$$H_x = \frac{k_y}{k_0} E_x \operatorname{tg} \theta - \frac{i}{k_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (13)$$

$$H_y = -\frac{k_x}{k_0} E_x \operatorname{tg} \theta + \frac{i}{k_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad (14)$$

выражения (12). Тогда получаем

$$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} \times \begin{vmatrix} k_y \gamma_{11} \operatorname{tg} \theta + k_{z1} \gamma_{21} & k_y \gamma_{12} \operatorname{tg} \theta + k_{z2} \gamma_{22} \\ -(k_y \gamma_{21} \operatorname{tg} \theta + k_{z1} \gamma_{11}) & -(k_y \gamma_{22} \operatorname{tg} \theta + k_{z2} \gamma_{12}) \end{vmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Используя последнее равенство, можно найти связь H_t с E_t :

$$H_t = \hat{\rho} C = \hat{\rho} \hat{\gamma}^{-1} E_t \equiv \hat{\mu} E_t. \quad (16)$$

Для ЭМ-поля под верхней границей также справедливы уравнения (13), (14), поэтому приравни-

вая тангенциальные компоненты магнитного поля сверху и снизу границы (подставляя (16) в левую часть (13), (14)), получаем искомую систему уравнений для E_z на границе ионосферы:

$$i \frac{dE_y}{dz} + (\mu_{11} - k_y \operatorname{tg} \theta) E_x + \mu_{12} E_y = 0, \quad (17)$$

$$i \frac{dE_x}{dz} - \mu_{21} E_x + (\mu_{22} + k_x \operatorname{tg} \theta) E_y = 0. \quad (18)$$

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Систему уравнений (7), (8) с граничными условиями (17), (18) будем решать численно. Применяя метод конечных разностей $E \rightarrow X$, $(dX/dz)_{j-1/2} = (X_j - X_{j-1})/h$, h — шаг сетки, представим (7), (8) в виде

$$\hat{\Lambda}_{j-1} X_{j-1} + \hat{\Lambda}_j X_j + \hat{\Lambda}_{j+1} X_{j+1} = f_j, \quad (19)$$

Систему (19) будем решать методом прогонки. Выбрав X_j в стандартном виде $X_j = \beta_j X_{j+1} + r_j$ и подставив его в уравнение (19) найдем

$$\hat{\beta}_j = -(\hat{\Lambda}_{j-1} \hat{\beta}_{j-1} + \hat{\Lambda}_0)^{-1} \hat{\Lambda}_{j+1},$$

$$r_j = (\hat{\Lambda}_{j-1} \hat{\beta}_{j-1} + \hat{\Lambda}_0)^{-1} (f_j - \hat{\Lambda}_{j-1} r_{j-1}). \quad (20)$$

Граничные условия (17), (18) после дискретизации приобретают простой вид: $X_{N-1} = \hat{\kappa}_N X_N$ на верхней границе и $X_0 = 0$ на нижней. Выражения для $\hat{\Lambda}_{j-1}$, $\hat{\Lambda}_j$, $\hat{\Lambda}_{j+1}$ и $\hat{\kappa}_N$ приведены в Приложении.

Для сходимости необходимо потребовать выполнения соотношения между дискретным преобразованием и величиной шага сетки

$$h \cdot \frac{2\pi k_m}{L} \leq 1,$$

где k_m — количество гармоник в разложении по плоскости x, y . Используя в разложении 50 гармоник, и полагая, что расстояния между фиктивными стенками равно 1000 км, получаем оценку на величину шага сетки $h \leq 3$ км.

Основной целью нашей работы является выявление свойственных системе «литосфера—атмосфера—ионосфера» изменений структуры и формы области с ЭМИ, распространяющегося через нее. Такие изменения мы будем обозначать как пространственную фильтрацию. Математически ее можно ввести с помощью коэффициента, равного отношению площади области возмущения с полушириной амплитуды ЭМИ на некоторой высоте к площади области полуширины амплитуды тока,

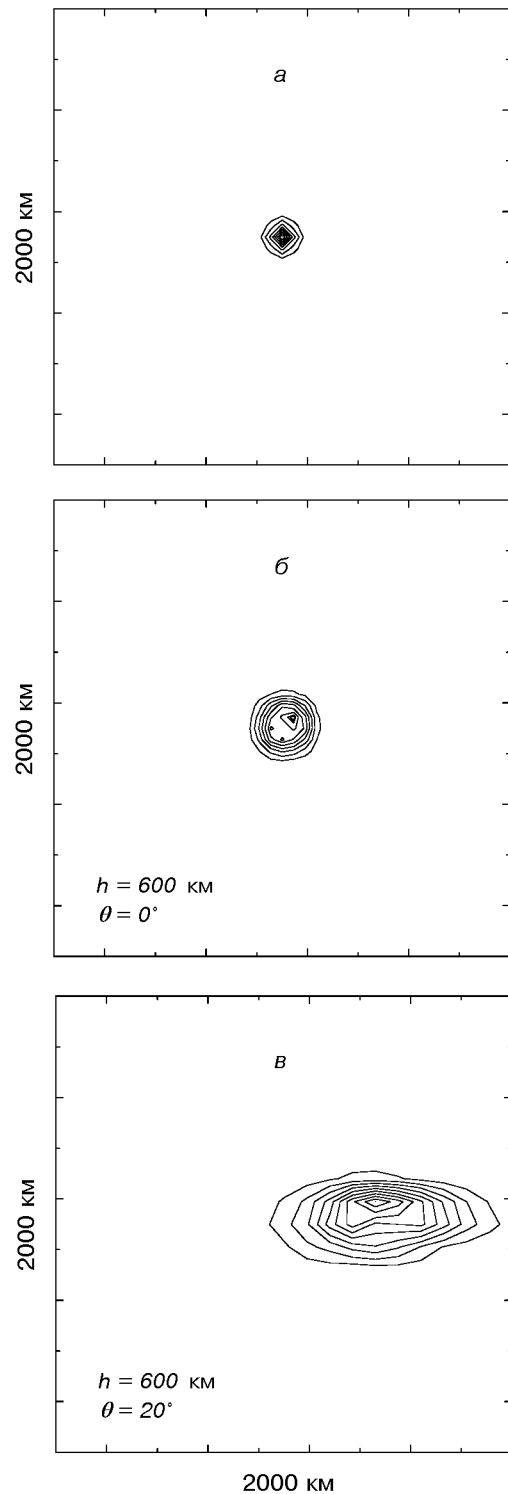


Рис. 3. *a* — пространственное распределение амплитуды литосферного источника. Максимальная амплитуда равна 1 (темный участок в середине). Параметры системы ЛАИ: $z_g = 10$ км, $z_1 = 20$ км, горизонтальные размеры источника — 100×100 км, проводимость литосферы — 10^3 c^{-1} . *б* — форма ЭМИ на высоте $z_{\text{sat}} = 600$ км, $\theta = 0^\circ$. *в* — форма ЭМИ на высоте $z_{\text{sat}} = 600$ км, $\theta = 20^\circ$

вызвавшего это излучение. Кроме того, мы исследуем частотные фильтрационные свойства системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» с помощью амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) на разных высотах.

При вертикальном геомагнитном поле форма области с ЭМИ в ионосфере (рис. 3, б) повторяет форму вызвавшего его тока (1) (рис. 3, а). Однако размер области с ЭМИ в ионосфере больше характерного размера источника. Если геомагнитное поле наклонно, то «пятно» вытягивается по направлению геомагнитного поля (рис. 3, в). Кроме того, в зависимости от величины угла θ наклона геомагнитного поля расстояние, на которое смещается центр области с ЭМИ в ионосфере по отношению к центру области с током в литосфере, изменяется пропорционально θ . Можно сказать, что «диаграмма направленности» литосферной «антенны» при отсутствии наклона геомагнитного поля достаточно узкая. Такая пространственная фильтрация обусловлена особенностями распространения волн в ионосфере.

Если геомагнитное поле вертикально, то суперпозиция четырех неперекрывающихся источников с одинаковыми параметрами (рис. 4, а) генерирует в ионосфере подобную по форме и структуре область с ЭМИ (рис. 4, б). При наклонном геомагнитном поле (рис. 4, в) имеет место эффект деформации области ЭМИ, однако центр области изучения можно определить по углу наклона геомагнитного поля (т. е. по геомагнитной широте). Следует отметить, что область с ЭМИ в ионосфере сильно вытянута вдоль геомагнитного поля и довольно узка поперек него.

Если источники ЭМИ перекрываются по полуширине максимума амплитуды (рис. 5, а), то даже при вертикальном геомагнитном поле пространственная структура ЭМИ в ионосфере мало похожа на структуру источников (рис. 5, б), поэтому структура источников не может быть идентифицирована по наблюдаемому в ионосфере ЭМИ. Если геомагнитное поле наклонно, то структура распределения источников в литосфере полностью «размыта» в области с ЭМИ в ионосфере. Из изложенного следует, что для большой плотности, возникающих в литосфере источников, идентифицировать их структуру по ЭМИ в ионосфере невозможно. В тоже время можно ожидать, что центр «пятна» ЭМИ в ионосфере сместится относительно центра суперпозиции источников в литосфере примерно на величину $(h - h_E) \operatorname{tg} \theta$, h — высота полета спутника, h_E — высота E-слоя ионосферы.

Интересными особенностями пространственной фильтрации обладает источник излучения с одной

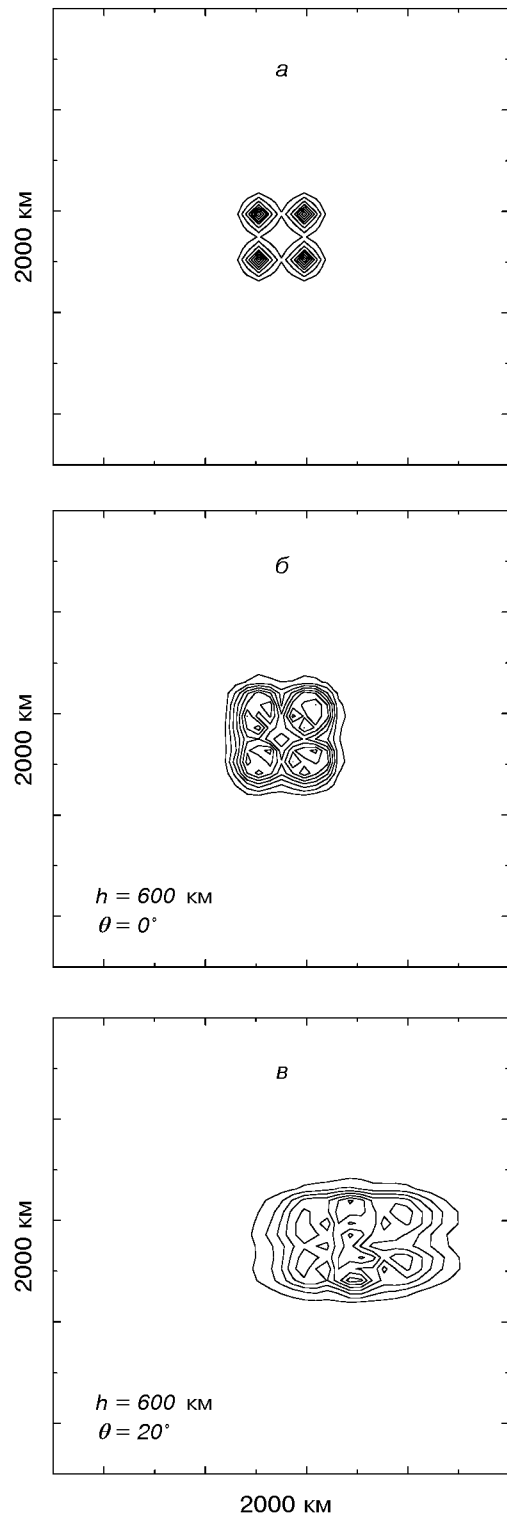


Рис. 4. а — форма ЭМИ в литосфере от четырех токовых источников; б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$; в — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 20^\circ$. Параметры каждого источника и литосферы те же, что и на рис. 3, а

преобладающей составляющей тока: $J_z \gg J_\tau$ или $J_\tau \gg J_z$, где J_τ — тангенциальный относительно поверхности Земли ток. В случае $J_z \gg J_\tau$ (рис. 6, а) области с максимальным значением амплитуды излучения в литосфере соответствует область пониженного значения амплитуды излучения в ионосфере. Такую форму излучения можно объяснить резким вертикальным профилем плотности тока J в литосфере, поскольку наиболее эффективно излучают те участки литосферного тока, на которых производная dJ_z/dz имеет максимальное значение. Если реализуется случай $J_\tau \gg J_z$, то «ямы» в центре области с ЭМИ в ионосфере нет, а область с доступным для измерения спутниками ЭМИ (об-

ласть с максимальным значением амплитуды ЭМИ) очень ограничена (рис. 6, б). Подобный результат реализуется и в случае $J_z \gg J_\tau$, когда $J_z = \text{const}$. Из приведенных результатов следует, что конфигурация объемного тока влияет как на пространственное распределение амплитуды ЭМИ в ионосфере, так и на ее значение. Такие результаты нельзя получить, используя плоский поверхностный ток.

Форма области с ЭМИ на спутниковых высотах от вытянутого источника (рис. 7, а) представлена на рис. 7, б.

Из рис. 8 видно, что при распространении ЭМИ через литосферу его амплитуда существенно уменьшается. Если предположить, что в литосфере перед землетрясением генерируются токи порядка

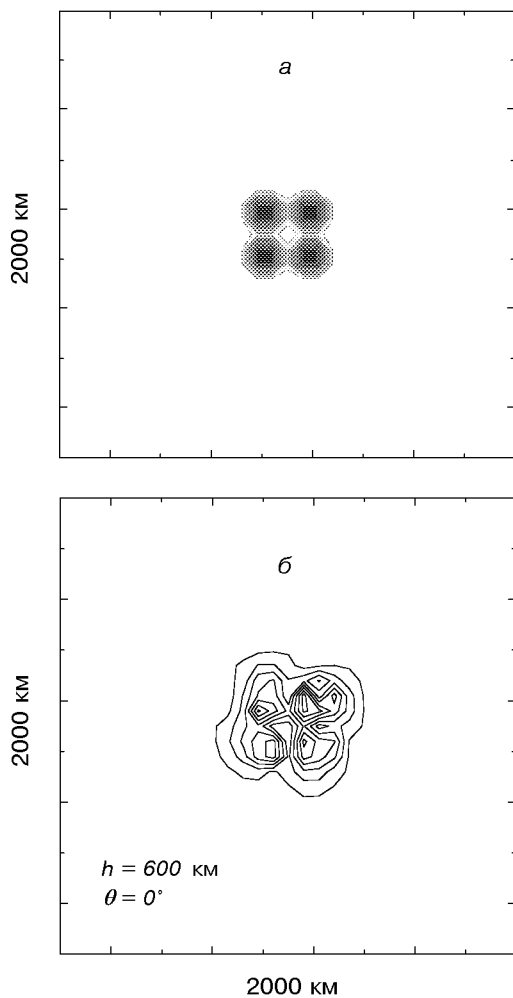


Рис. 5. а — форма ЭМИ в литосфере от четырех перекрывающихся на полуамплитуде источников. б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры каждого источника и литосферы те же, что и на рис. 3, а

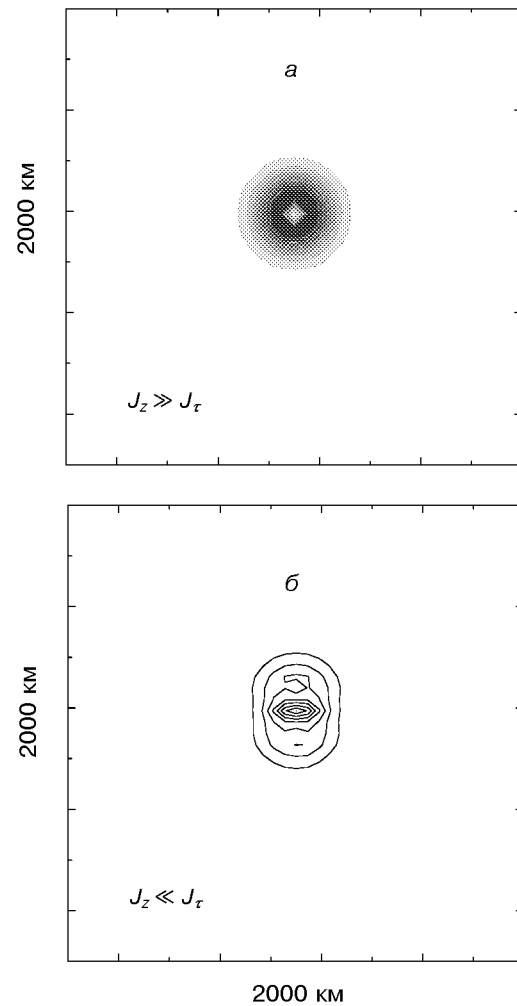


Рис. 6. а — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры токового источника с $J_z \gg J_\tau$ и литосферы те же, что и на рис. 3, а. б — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры токового источника с $J_z \ll J_\tau$ и литосферы те же, что и на рис. 3, а

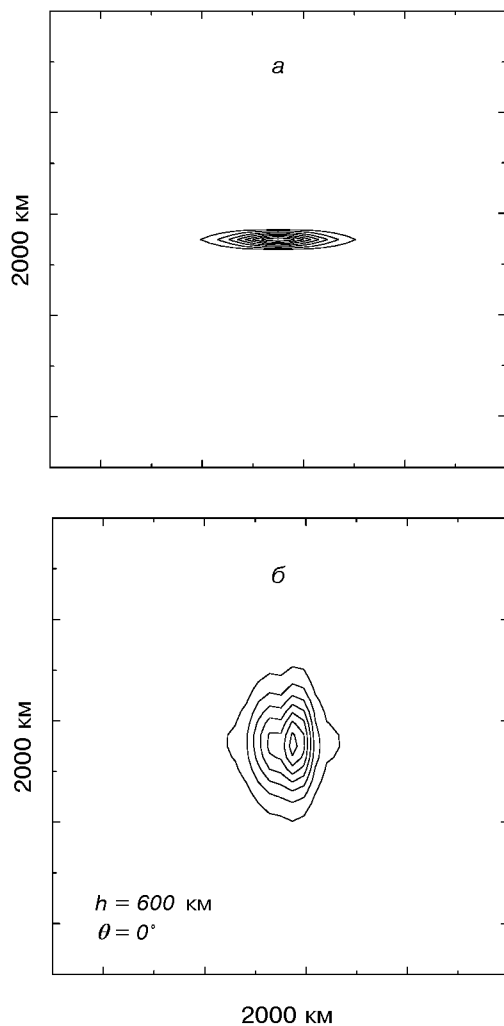


Рис. 7. *a* — форма ЭМИ в литосфере от источника вытянутой формы длиной 250 км и шириной 25 км. Остальные параметры источника и литосферы те же, что и на рис. 3. *a, б* — форма ЭМИ на высоте 600 км, $\theta = 0^\circ$. Параметры каждого источника и литосферы те же, что и на рис. 7, *a*

10^{-6} А/м² [12], то амплитуда этого излучения в ионосфере будет меньше амплитуды естественных шумов, генерируемых геомагнитной активностью в магнитосфере. Основное уменьшение амплитуды ЭМИ в нашей модели связано с резким скачком ϵ на границах сред литосфера—атмосфера и атмосфера—ионосфера, что может привести к существенному занижению амплитуды реального излучения. Для устранения этого эффекта, повидимому, необходимо учесть плавное изменение профиля проводимости на границах сред. Кроме того, можно также предположить, что величина реальных лито-

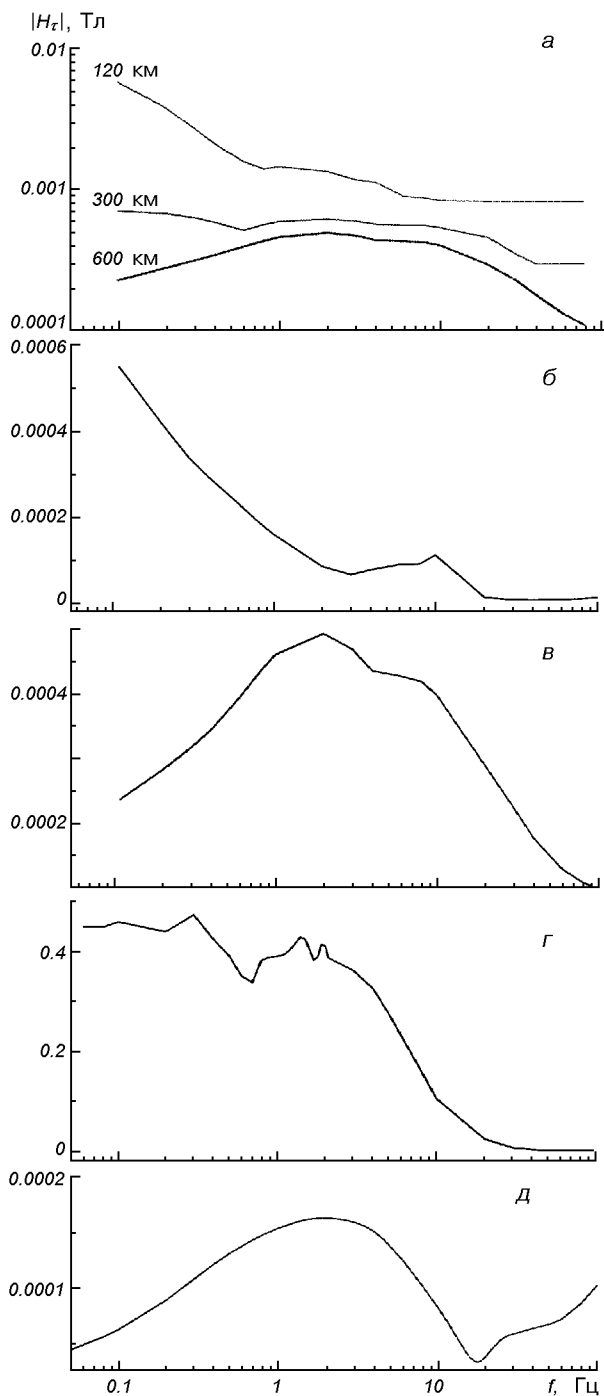
сферных токов перед землетрясением намного больше, чем это предполагалось в работе [12], а именно, порядка 0.1 А/м², если на спутниковых высотах регистрируется излучение с амплитудой около 1 нТл [2].

На рис. 9 и 10 представлены АЧХ для разных глубин залегания источника излучения. Видно, что для приповерхностного источника (глубина залегания 10 км) АЧХ определяется в основном фильтрационными свойствами ионосферы (см. также рис. 8). Для глубоко залегающих источников излучения (глубже 40 км) их АЧХ в ионосфере определяются в основном фильтрационными свойствами литосферы, а именно скинирование ЭМИ в проводящей среде.

На рис. 10—12 представлены АЧХ ЭМИ на спутниковых высотах в разных геофизических условиях. Максимальная амплитуда проходящего через систему «литосфера—атмосфера—ионосфера» составляет несколько с⁻¹. Видно, что ЭМИ наиболее эффективно проникает на спутниковые высоты в период спокойной ионосферы ночью, а хуже всего — в возмущенной ионосфере или днем. Этот эффект можно объяснить потерями на отражение от профиля электронной концентрации. Если профиль электронной концентрации достаточно резкий, что реализуется в возмущенной ионосфере или в дневное время суток, то указанные потери будут большими.

Вышеизложенный механизм затухания ЭМИ в ионосфере также подтверждается кривыми, приведенными на рис. 8. С увеличением высоты темп уменьшения амплитуды замедляется и выше максимума F2-слоя становится незначительным. Последнее обусловлено тем, что за F2-слоем профиль концентрации электронов является спадающим. Необходимо также отметить, что уменьшение амплитуды ЭМИ на профиле электронной концентрации преобладает над диссипацией из-за столкновений, поскольку в ионосфере ЭМИ распространяется в виде альвеновских волн, которые, как известно, являются слабозатухающими. Из рис. 8 следует еще один интересный результат. Амплитуда ЭМИ на поверхности Земли на порядок больше амплитуды ЭМИ на спутниковых высотах, что реализуется в «хороших» для проникновения ЭМИ геомагнитных условиях.

Очевидно, что реальное ЭМИ, возбужденное в литосфере, должно быть широкополосным, а не монохроматическим, как мы предполагали, выводя уравнения (7), (8). Поэтому можно сделать еще один вывод, интересный с точки зрения идентификации ЭМИ литосферного происхождения с помощью спутников. Например, полагая, что мощ-



ность источника излучения не зависит от частоты, можно было бы ожидать, что амплитуды ЭМИ в полосе частот $0.1\text{--}30\text{ с}^{-1}$ будут распределены как на рис. 10—12. Или, если знать зависимость мощности источника излучения от частоты, то зависимость амплитуды ЭМИ на спутниковых высотах от частоты можно найти как суперпозицию кривых прохождения и мощности источника.

Рис. 8. *а* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на разных высотах в условиях спокойной летней ионосферы в ночное время суток. Параметры источника: $z_s = 10\text{ км}$, $z_1 = 20\text{ км}$, $l_x = l_y = 50\text{ км}$, проводимость литосферы — 10^3 с^{-1} . *б* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ от глубинного источника на высоте 600 км в условиях спокойной летней ионосферы в дневное время суток. Глубина локализации источника $z_s = 30\text{ км}$, $z_1 = 60\text{ км}$; остальные параметры те же, что и на рис. 8, *а*. *в* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на высоте 600 км в условиях спокойной летней ионосферы в дневное время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*. *г* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на высоте 600 км в условиях спокойной зимней ионосферы в ночное время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*. *д* — амплитудно-частотная характеристика ЭМИ на разных высотах в условиях возбужденной солнечной активностью летней ионосферы в утреннее время суток. Параметры источника те же, что и на рис. 8, *а*.

Полученные нами результаты довольно близки к результатам, полученным в рамках плоско-слоистой модели [8]. В обеих моделях ЭМИ в ионосфере имеет максимальную амплитуду на частотах $0.3\text{--}1\text{ Гц}$, область с ЭМИ в ионосфере смещается относительно литосферного источника с увеличением угла наклона геомагнитного поля; излучение в ионосфере реализуется в виде волн альвеновского типа; повторяется темп уменьшения амплитуды в ионосфере в зависимости от высоты; основные потери ЭМИ в ионосфере определяются профилем F2-слоя ионосферы. Поэтому плоско-слоистая модель является достаточно хорошей для определения частотных фильтрационных свойств ионосферы, однако является неприемлемой для исследования свойств пространственной фильтрации системы «литосфера—атмосфера—ионосфера», т. к. источник в ней имеет плоскую геометрию.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен расчет проникновения в ионосферу ЭМ-поля литосферного сейсмического происхождения для случая гауссоподобного распределения тока в эпицентральной области назревающего землетрясения. Установлено, что эффективность проникновения поля ночью гораздо выше, чем днем, и сильно зависит от глубины локализации источника ЭМИ в литосфере. Амплитуда возмущения магнитного поля на ионосферных высотах около 600 км имеет заметное значение порядка 0.1 нТл [2] только для среднеглубинных сейсмических источников (глубина локализации менее 30 км) при условии, что максимальная величина возмущения магнитного поля в области эпицентра составляет $10\text{--}100\text{ нТл}$.

2. Исследованы частотные и пространственные фильтрационные свойства системы «литосфера—атмосфера—ионосфера» для УНЧ-ЭМИ, распространяющегося из литосферы. Проанализировано изменение формы области с ЭМИ и спектра ЭМИ в различных геофизических условиях. Показано, что наибольшую амплитуду ЭМИ литосферного происхождения на спутниковых высотах следует ожидать в условиях зимней спокойной ионосферы в ночное время суток. Форма ионосферного возмущения определяется в основном углом наклона геомагнитного поля. В случае наклонного геомагнитного поля область с ЭМИ-возмущением в ионосфере имеет большую протяженность вдоль геомагнитного поля и довольно малую — в поперечном направлении. При этом величина ионосферного возмущения определяется величиной возмущения магнитного поля в эпицентре землетрясения.

3. Показано, что пространственная структура литосферного источника излучения может достаточно точно воспроизводиться на высотах, представляющих интерес для спутниковых наблюдений. Поэтому, используя спутниковый мониторинг, можно достаточно точно идентифицировать на Земле эпицентр и пространственный масштаб очага назревающего землетрясения.

4. Необходимо отметить, что если источником наблюдаемых в ионосфере электромагнитных полей являются литосферные токи, то амплитуды этих

токов должны быть достаточно большими ($\sim 0.1 \text{ A/m}^2$), а частоты — достаточно низкими ($\sim 1 \text{ Гц}$).

5. Установлено, что затухание электромагнитных полей при прохождении атмосферы и ионосферы малосущественно по сравнению с затуханием в литосфере. Поэтому, наши результаты хорошо согласуются с полученными ранее в модели плоских слоев при тех же значениях ЭМ-поля на поверхности Земли как по форме амплитудно-частотной характеристики, так и по коэффициенту происхождения.

6. Показано, что, несмотря на затухание в литосфере, электромагнитный канал связи литосферных явлений с ионосферными является достаточно эффективным и в случае реализации источников ЭМ-излучения в литосфере, а также хорошим с точки зрения идентификации очага назревающего землетрясения.

7. Показано, что для детальных расчетов распространения ЭМ-волн от литосферного источника не всегда можно использовать модель плоского поверхностного тока.

8. Проведенные расчеты указывают на принципиальную возможность регистрации с помощью спутников в верхней ионосфере ЭМИ, сгенерированного в эпицентре землетрясения за несколько часов или суток до основного толчка.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Заменив в уравнениях (7), (8) производные разностным выражением, мы приходим к системе линей-

ных уравнений (19), матрицы в которой имеют вид

$$\hat{\Lambda}_{j+1} = \begin{vmatrix} (a)_{j+\frac{1}{2}}^x + \frac{ik_x}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{31}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] & (b)_{j+\frac{1}{2}} + \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_x \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_y \varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] \\ (b)_{j+\frac{1}{2}} + \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_y \varepsilon_{31}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_x \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] & (a)_{j+\frac{1}{2}}^y + \frac{ik_y}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{32}}{D} \right)_{j+\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \end{vmatrix},$$

$$\hat{\Lambda}_j = \begin{vmatrix} \frac{ik_x}{2}(c)_{1,+} + h[k_0^2(\tilde{\varepsilon}_{11})_j - k_y^2] - (a)_{2,+}^x & \frac{ik_x}{2}(c)_{2,+} + h[k_0^2(\tilde{\varepsilon}_{12})_j - k_x k_y] - (b)_{2,+} \\ \frac{ik_y}{2}(c)_{1,+} + h[k_0^2(\tilde{\varepsilon}_{21})_j - k_x k_y] - (b)_{2,+} & \frac{ik_y}{2}(c)_{2,+} + h[k_0^2(\tilde{\varepsilon}_{22})_j - k_x^2] - (a)_{2,+}^y \end{vmatrix},$$

$$\hat{\Lambda}_{j-1} = \begin{vmatrix} (a)_{j-\frac{1}{2}}^x - \frac{ik_x}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{31}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{13}}{D} \right)_j \right] & (b)_{j-\frac{1}{2}} - \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_x \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_y \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \\ (b)_{j-\frac{1}{2}} - \frac{i}{2} \left[\left(\frac{k_y \varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{k_x \varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] & (a)_{j-\frac{1}{2}}^y - \frac{ik_y}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_{32}}{D} \right)_{j-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\varepsilon_{23}}{D} \right)_j \right] \end{vmatrix}.$$

Здесь использованы обозначения

$$(a)_{j\pm 1/2}^{x,y} = \frac{1}{h} \left(1 + \frac{k_{x,y}^2}{k_0^2} \frac{1}{D_{j\pm 1/2}} \right), \quad (b)_{j\pm 1/2} = \frac{1}{h} \frac{k_x k_y}{k_0^2} \frac{1}{D_{j\pm 1/2}},$$

$$(a)_{2,+}^{x,y} = (a)_{j+1/2}^{x,y} + (a)_{j-1/2}^{x,y}, \quad (b)_{2,+} = (b)_{j+1/2} + (b)_{j-1/2},$$

$$(c)_{m,+} = \left(\frac{\varepsilon_{3m}}{D} \right)_{j+1/2} - \left(\frac{\varepsilon_{3m}}{D} \right)_{j-1/2},$$

$$\frac{1}{D_{j\pm 1/2}} = 0.5 \left(\pm \frac{1}{D_{j\pm 1}} - \frac{1}{D_j} \right),$$

$$\tilde{\varepsilon}_{ij} = \varepsilon_{ij} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{3j}}{D_0}, \quad i, j = 1, 2,$$

ε_{ij} — элементы тензора диэлектрической проницаемости плазменной среды (2).

При наличии стороннего тока в правую часть (19) необходимо добавить источник тока fj в виде

$$\hat{fj} = \left| \begin{array}{l} \frac{4\pi k_x}{\omega D} (J_{z,j+1/2} - J_{z,j-1/2}) - \frac{i4\pi\omega h}{c^2 D} \left(\frac{\varepsilon_{13} J_z - J_x}{D} \right)_j \\ \frac{4\pi k_y}{\omega D} (J_{z,j+1/2} - J_{z,j-1/2}) - \frac{i4\pi\omega h}{c^2 D} \left(\frac{\varepsilon_{13} J_z - J_y}{D} \right)_j \end{array} \right|.$$

Матрица для граничного условия на ионосфере имеет вид

$$\hat{K}_N = \left| \begin{array}{cc} 1 + ih\mu_{21} & ih(k_x \operatorname{tg}\theta + \mu_{22}) \\ ih(k_y \operatorname{tg}\theta - \mu_{11}) & 1 - ih\mu_{12} \end{array} \right|.$$

1. Апсен А. Г., Канониди Х. Д., Чернышева С. П., Четаев Д. Н. Магнитосферные эффекты в атмосферном электричестве. — М.: Наука, 1988.—152 с.
2. Биличенко С. В., Ингин А. С., Ким Э. Ф. и др. УНЧ-отклик ионосферы на процессы подготовки землетрясений // Докл. АН СССР.—1990.—311, № 5.—С. 1077—1080.
3. Бугаченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотелов О. А. и др. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 9.—1023 с.
4. Гохберг М. В. и др. Источники электромагнитных предвестников землетрясений // Докл. АН СССР.—1990.— № 250.—323 с.
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.
6. Фаткулин М. Н., Зеленов Т. И., Козлов В. И. и др. Модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1984.—255 с.

7. Grshenzon N. I., Gokhberg M. B., and Yungs S. L. On the Electromagnetic Field of an Earthquake Focus. // Phys. Earth and planet. Inter.—1993.—77.—13 p
8. Grimalsky V. V., Kremenetsky L. A., Rapoport Yu. G. Excitation of electromagnetic waves in the lithosphere and their penetration into ionosphere and magnetosphere // J. Atmospheric Electricity.—1999.—19, N 2.—P. 101—117.
9. Korepanov V., Kotsarenko N. Ukrainian Earthquake Prediction Space Project "Warning" // Electrodynamics Phenomena Related to Earthquake Prediction. — Tokyo, TERRAPUB, 1994.—483 с.
10. Molchanov O. A. Penetration of electromagnetic fields from seismic source into the upper ionosphere of the Earth // Geomagnetism i Aeronomiya.—1991.—31, N 1.—111 p.
11. Molchanov O. A., Hayakawa M., Rafalsky V. A. Generation of ULF seismogenic electromagnetic emission: a natural consequence of microfracturing process // Electromagnetic Phenomena related to Earthquake Prediction. — Tokyo, TERRAPUB, 1994.—565 с.
12. Molchanov O. A., Hayawa M., and Rafalsky V. A. Penetration characteristic of electromagnetic emission from an underground seismic source into the atmosphere, the ionosphere, and magnetosphere // J. Geophys. Res.—1995.—100A.—P. 1691.
13. Parrot M. Statistical studies with satellite observations of seismogenic effects // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquake. — Tokyo, TERRAPUB, 1999.—С. 685—695.

PROPERTIES OF SPATIAL AND FREQUENCY FILTRATION OF ELECTROMAGNETIC ULF RADIATION IN THE LITHOSPHERE—ATMOSPHERE—IONOSPHERE SYSTEM

V. V. Grymalsky, I. A. Kremenetsky, and O. K. Cheremnykh

The propagation of electromagnetic ULF radiation from a lithospheric current source which may occur before an earthquake into satellite altitudes was calculated using the model of continuous medium with an oblique geomagnetic field and a smooth variation of ionospheric parameters. Changes in the shape of the electromagnetic radiation region during its propagation from the lithosphere into the ionosphere (the spatial filtration property) are studied. The spatial filtration is considered for different configurations of volumetric current in the lithosphere. The amplitude-frequency characteristics defining the properties of frequency filtration of the electromagnetic ULF radiation in the lithosphere-atmosphere-ionosphere system are obtained for some altitudes, for the basic geophysical ionospheric conditions, and for different stratification depths of the source. The main losses of the electromagnetic ULF radiation are analysed for its propagation through the lithosphere-atmosphere-ionosphere system, and the type of the waves which can be recorded with satellites is specified. The conclusion about the possibility of recording the electromagnetic ULF radiation from a lithospheric source with satellites is made.